PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 18. 15. Juni 1903. 4. Jahrgang.
Redaktionsschluss für No. 19 am 24. Juni 1903.

INHALT.

Originalmitteilungen:

M. Segel, Über eine Methode zur Bestimmung der inneren Reibung fester Körper. S. 493.

J. Koenigsberger, Über Quarz als Reflexionsnormale. S. 494.

J. Koenigsberger, Über Absorption und Reflexion bei Metallsulfiden und -oxyden und die Gültigkeit der Maxwellschen Beziehung. S. 495.

K. Honda u. S. Shimizu, Die Längenveränderung ferromagnetischer Substanzen unter dem Einflusse von Magnetisierung bei hoher und niedriger Temperatur. S. 499.

P. Eversheim, Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante von Lösungen und Lösungsmittel im kritischen Zustande. S. 503.

E. Dorn, Eine merkwürdige Beobachtung mit Radium. S. 507.

Vorträge und Reden:

J. D. van der Waals jr., Die statistische Naturanschauung. S. 508.

Besprechungen:

M. Schilling, Neue Modelle zur Lehre von den Raumkurven und zur Kreiseltheorie. S. 514.

K. T. Fischer, Neuere Versuche zur Mechanik der festen und flüssigen Körper. S. 516.

Personalien. S. 516.

Berichtigungen. S. 516.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über eine Methode zur Bestimmung der inneren Reibung fester Körper.

Von M. Segel.

Um die innere Reibung fester Körper zahlenmässig ausdrücken zu können, wird es zweckmässig sein, einen möglichst einfachen Fall zu realisieren, wo die gegenseitige Verschiebung der Schichten des Materials einen von vornherein angebbaren Charakter hat und die Übertragung der Bewegung von einer Schicht zur benachbarten im grossen und ganzen nur durch Kräfte der inneren Reibung geschieht; ein solcher Fall wäre folgender: der auf die Zähigkeit zu untersuchende Körper habe die Form eines ringförmigen Kreiscylinders, welcher zwischen einem axialen massiven Kern von innen und einer koaxialen Röhre von aussen (beides aus viel festerem Material) fest eingeschlossen ist; nehmen wir an, die Konstante der äusseren Reibung sei unendlich gross, dass also der zu untersuchende Körper an dem Kern und an der Röhre vollkommen haftet; die Achse des ganzen Systems sei vertikal gestellt, die äussere Röhre festgehalten und der Kern von unten mit einem Gewicht belastet; ist die Elastizitätsgrenze überschritten und fängt das Material an zu fliessen, so wird dessen Bewegung aus Symmetriegründen in koaxialen Schichten parallel zur Achse geschehen, wenn man allerdings von Störungen absieht, die vielleicht in den äussersten oberen und äussersten unteren Teilen des fliessenden Ringcylinders auftreten können, und deren Einfluss, wenn man die Höhe des Cylinders nicht allzu klein wählt, nur von untergeordneter Bedeutung sein kann.

Nennen wir die Höhe des ringförmigen Cylinders H, seinen inneren Radius r, seinen äusseren R, die Dichte des fliessenden Materials δ, die Geschwindigkeit einer Schicht vom Radius ϱ—w, die Summe des belastenden Gewichtes und des Kernes P, die Konstante der inneren Reibung η und drücken wir aus, dass die volle in der inneren Oberfläche einer konzentrischen Schicht angreifende Reibungskraft gleich ist dem Gewichte des innerhalb dieser Schicht befindlichen Teiles des ganzen Systems, so haben wir

$$-2\pi\varrho H\eta\frac{\partial w}{\partial\varrho}=P+\pi(\varrho^2-r^2)H\delta g.$$

Indem wir berücksichtigen, dass für $\varrho=R$ $w=0$ ist, erhalten wir für die Geschwindigkeit w_1 des Kernes ($\varrho=r$, $w=w_1$):

$$2\pi H\eta w_1=(P-\pi r^2H\delta g)\log\frac{R}{r}+\frac{\pi H\delta g}{2}(R^2-r^2).$$

Bei der wirklichen Ausführung der Experimente wird es wohl in den meisten Fällen vollständig genügen, mit

$$2\pi H\eta w_1=P\log\frac{R}{r}$$

zu rechnen, woraus sich für die Konstante der inneren Reibung der Wert

$$\eta=\frac{P}{2\pi Hw_1}\log\frac{R}{r}$$

ergiebt.

Der betrachtete Fall bildet gewissermassen ein Gegenstück zur Poiseuilleschen Formel für die Reibungskonstanten der Flüssigkeiten, indem das logarithmische Glied, dessen willkürlicher Integrationsfaktor in Poiseuilles Fall gleich Null gesetzt werden muss, damit man in der Achse der Röhre endliche Geschwindigkeit erhält[1]), hier gerade in den Vordergrund

1) Siehe z. B. Horace Lamb, A treatise on the mathematical theory of the motion of fluids. 1879, S. 223.

tritt. Die experimentelle Schwierigkeit wird in der Herstellung möglichst vollkommener Haftung des Materials an den Wänden bestehen, obwohl es eigentlich garnicht ausgeschlossen ist, dass man die relativen Geschwindigkeiten einiger Zwischenschichten unmittelbar misst.

Es könnte wohl aus theoretischen Gründen bedenklich erscheinen, die vorausgesetzte kontinuierliche Verteilung der Geschwindigkeiten anzunehmen, denn es wäre wohl möglich, dass, nachdem die Elastizitätsgrenze überschritten ist, das Fliessen nur lokal in den elastisch am grössten beanspruchten Teilen des Materials vor sich geht; vorläufige direkte Versuche zeigten aber, dass, wenigstens bei nicht allzu grossem $R-r$, die ganze Masse des Materials sich an dem Fliessen beteiligt; im Meridianschnitt zeigt die Ausflussoberfläche (auch die Einflussoberfläche), soweit es sich vorläufig schätzen lässt, grosse Ähnlichkeit mit der geforderten logarithmischen Gestalt. Zwei vorläufige messende Versuche, die ich mit Siegellack mit absichtlich verschieden gewählten Dimensionen bei gleicher Temperatur (19,2 c) anstellte, ergaben die Werte $\eta = 9{,}5 \cdot 10^{10}$ und $\eta = 11{,}5 \cdot 10^{10}$ (*c-g-s*), deren Divergenz sich teilweise vielleicht durch die nicht vollkommene Identität des Materials, teilweise vielleicht dadurch erklärt, dass ich auf die Grösse des η unvorbereitet nur ziemlich grob messen konnte. Da die vorläufige Erfahrung mit den angestellten Betrachtungen in keinem Widerspruch steht, bin ich jetzt damit beschäftigt, die angegebene Methode an gut definierten Körpern zu studieren; um die Messungen der Geschwindigkeiten schnell vornehmen und dasselbe Objekt zu mehreren Bestimmungen gebrauchen zu können, eignet sich hier sehr gut die Methode der Interferenzstreifen, da die Parallelführung der die dünne Luftschicht begrenzenden Ebenen vollständig genügend gesichert ist.

Es ist nicht schwer, sich zu überzeugen, dass der Wert des w mit den hydrodynamischen Gleichungen vollkommen stimmt, denn setzt man den Wert $w = f(\varrho)$ (ohne Kürzungen) in die für diesen Fall zu erfüllende Gleichung

$$\delta \frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial z} - \eta \left(\frac{\partial^2 w}{\partial \varrho^2} + \frac{1}{\varrho} \frac{\partial w}{\partial \varrho} \right) - \delta g = 0 \ ^{1)},$$

so erhält man, wie es in diesem Falle sein soll, $\frac{dp}{dz}$ gleich einer Konstanten, nämlich $\frac{dp}{dz} = 0$, wodurch sich die stattfindende Bewegung als ausschliesslich durch die Kräfte der inneren Reibung verursacht erweist.

Um bei den Versuchen die innere Reibung von der elastischen Nachwirkung möglichst zu sondern, wird es wohl zweckmässig sein, die Flussstrecken, obwohl (im Verhältnis zu H) klein, doch immer so gross zu wählen, dass die bei der Belastung stattgefundene Bewegung nach der Entlastung in ihrem möglichst grossen Teile sicher nicht rückgängig sei.

Riga, Physikalisches Laboratorium des Polytechnischen Instituts.

(Eingegangen 11. Mai 1903.)

1) Siehe z. B. Handbuch der Physik, hrsg. v. A. Winkelmann, 1. Aufl., Bd. 1, Seite 583, Zeile 13 v. o. in Cylinderkoordinaten, mit Hinzufügung des von der Schwere abhängenden Gliedes.

Über Quarz als Reflexionsnormale.

Von J. Koenigsberger.

Absolute Reflexionsbestimmungen sind recht schwierig und in hohem Grade systematischen Fehlern unterworfen. Deshalb werden vielfach, wenn das Reflexionsvermögen einer grösseren Zahl von Substanzen gemessen werden soll, relative Bestimmungen vorgenommen, und diese dann durch Messung der absoluten Grösse der Reflexion bei einer der untersuchten Substanzen auf absolute Werte zurückgeführt. Ganz besonders gilt das für die Spektralbezirke jenseits des Grünblau, in denen absolute Messungen der Reflexion, selbst bei grösster Sorgfalt, nicht mit der Genauigkeit der relativen ausgeführt werden können. Aus diesen Gründen wäre es sehr erwünscht, irgend eine gut definierte, leicht und vollkommen polierbare Substanz zu haben, deren Reflexionsvermögen auf mindestens 0,5 Proz. sicher bekannt, stets in gleicher Grösse herstellbar ist und unverändert bleibt. Die metallischen Elemente sind hierfür wenig geeignet, da sie teils zu leicht chemisch angreifbar und mechanisch verletzbar sind, und da ferner die reinen Elemente kaum vollkommen poliert werden können. Die Spiegelmetalle sind, wie mir Versuche zeigten, wahrscheinlich nicht genau reproduzierbar. Für einen von der Firma Fuess bezogenen Spiegel aus Brandes-Schünemannscher Legierung erhielt ich z. B. um 10 Proz. andere Werte als Hagen und Rubens. Die Legierungen haben ausserdem infolge ihrer Zusammensetzung aus mehreren Elementen den grossen Nachteil unregelmässig verlaufender Reflexionskurven, so dass die Reflexion für eine Wellenlänge durch Intra- oder Extrapolation nicht sicher erhalten werden kann.

Am geeignetsten wären gut definierte durchsichtige Substanzen, deren Reflexionsvermögen nur vom Brechungsindex abhängt und daher für alle Wellenlängen, für welche dieser bekannt ist, berechnet werden kann. Gegen die Verwendung solcher Substanzen lassen sich nur zwei Einwände erheben. Erstens ist ihr Reflexionsvermögen klein. Jedoch beeinträchtigt das bei einem guten Polarisationsphotometer mit Teilkreis und Nonius, der Minuten angiebt, die Genauigkeit der relativen Messung durch-

aus nicht, wenn die Intensitätsunterschiede nicht mehr als das 6—7fache betragen.[1])

Die meisten Substanzen, wenn man von Gold und Silber absieht, haben aber ein Reflexionsvermögen, das kleiner als 0,65 ist, und eine Platte aus einer durchsichtigen Substanz vom Brechungsindex 1,5 reflektiert 0,09 der auffallenden Intensität.

Der zweite Einwand leitet sich aus den Versuchen von Lord Rayleigh her, der durch eingehende Messungen mit dem Sektorenphotometer festgestellt hat, dass die Gesamtintensität des am Glas reflektierten Lichtes nicht mit der theoretisch aus den Formeln von Fresnel und Neumann berechneten übereinstimmt. Frisch polierte Flächen zeigen eine um 1—2 Proz., ältere Flächen bis zu 30 Proz. kleinere Reflexion. Da diese Differenzen mit der Zeit langsam zunehmen und demnach wahrscheinlich chemischen Veränderungen der Oberfläche des Glases zuzuschreiben sind, lag es nahe, als Reflexionsnormale eine durch die gewöhnlichen Agentien nicht angreifbare Platte zu untersuchen. Als solche empfiehlt sich in erster Linie eine Quarzplatte ⊥ zur Achse, die auch den Vorzug hat wegen ihrer absoluten Durchlässigkeit von $\lambda = 3,0\ \mu$ bis $\lambda = 0,2\ \mu$ verwandt werden zu können und deren Brechungsindices genau bekannt sind.

Mit der in dieser Ztsch. (**4**, 345, 1903) beschriebenen Anordnung wurde die Reflexion an einer 1 mm dicken, ein Jahr alten Quarzplatte, die auf einem sorgfältig berussten Bleche befestigt war, gemessen und, um systematische Fehler möglichst zu eliminieren, mehrfach die ganze Aufstellung erneuert. Die Gesamtreflexion R war für $\lambda = 600\ \mu\mu$ z. B. bei einer Aufstellung als Mittel aus 20 Messungen $= 0,0846$, bei einer anderen 0,0840 (mittlerer Fehler der einzelnen Beobachtung $\pm 0,0002$). Aus verschiedenen Gründen scheint mir 0,842 der richtige Wert zu sein. Nach der Formel $R = \frac{2r}{1+r}$ ist die Reflexion r an einer Fläche demnach $= 0,0441$ für $A = 600\ \mu\mu$. Für $\lambda = 650\ \mu\mu$ ergab sich analog $r = 0,0438$. Rechnet man aus dem Brechungsindex für den ordentlichen Strahl $n_{\lambda = 600\,\mu\mu} = 1,5438$ nach der Formel $r = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$, so erhält man $r = 0,0456$ und $R = 0,0872$ und für $n_{\lambda = 650\,\mu\mu} = 1,5419$, $r = 0,0454$. Die Differenz zwischen berechnetem und beobachtetem Wert ist in beiden Fällen nahezu 3,3 Proz. und blieb dieselbe, auch nachdem die Platte sehr sorgfältig gereinigt, abgerieben und durch die Flamme eines Bunsenbrenners gezogen wurde. Diese Differenz könnte durch Oberflächenschichten erklärt werden, denn Jamin[1]) fand, dass Quarz einen etwas kleineren als den theoretisch berechneten Polarisationswinkel und einen messbaren Elliptizitätskoeffizient besitzt. Berechnet man aus den Daten Jamins den Brechungsexponenten und daraus die Reflexion, so erhält man für r bei $\lambda = 650\ \mu\mu$: 0,436, also fast genau den gefundenen Wert. Aber bei der Untersuchung der Quarzplatte in sehr schräg einfallendem reflektierten Lichte unter dem Mikroskop zeigte sich, dass die Politur unvollkommen war und von dem voraus gegangenen Schleifen noch viele kleine Vertiefungen zurückgeblieben waren, welche das Licht diffus zerstreuen mussten.

Deshalb liess ich mir eine vollkommen auspolierte Platte von der optischen Werkstätte R. Fuess herstellen; diese zeigte unter dem Mikroskop nur sehr wenige Vertiefungen.

Vergleichende relative Reflexionsmessungen zeigten, dass die neue Platte eine um 3,2 Proz. grösseres Reflexionsvermögen[2]) hat als die alte; also $R = 0,0873$ für $\lambda = 600\ \mu\mu$. Direkte absolute Messungen ergaben im Mittel 0,0879. Das Mittel aller Bestimmung war $R = 0,0875$ und $r = 0,0458$, für $\lambda = 600\ \mu\mu$; es ist also um 0,3—0,4 Proz. grösser als der theoretisch berechnete Wert. Indes dürfte dieser nicht sehr grosse Unterschied wohl einem systematischen Fehler der photometrischen Messungen zuzuschreiben sein. Jedenfalls kann man für das Reflexionsvermögen einer gut auspolierten Quarzplatte innerhalb eines Spielraumes von 0,3 Proz. den theoretisch berechneten Wert zu Grunde legen. Die von Lord Rayleigh am Glase festgestellten Differenzen sind beim Quarze nicht merklich vorhanden und Quarz kann deshalb als Reflexionsnormale verwandt werden.

1) Mit der von mir beschriebenen Modifikation des Wildschen Photometers ist der mittlere Fehler einer Bestimmung des Intensitätsverhältnisses 1 : 6 nicht grösser als 0,2—0,3 Proz. seines Betrages für mittlere Wellenlängen, also gerade so gross wie bei dem Intensitätsverhältnis 1 : 1.

1) Handbuch d. Physik, hrsg. v. Winkelmann, Optik **5**, 769. Breslau 1894.

2) Das Reflexionsvermögen hat sich nach $1\frac{1}{2}$ Monaten noch nicht merklich geändert; auch Abwischen und Benetzen mit Wasser bewirkt, wenn die Platte nachher gut getrocknet wird, keine merklichen Unterschiede in der Reflexion.

Freiburg i. B., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 19. Mai 1903.)

Über Absorption und Reflexion bei Metallsulfiden und -oxyden und die Gültigkeit der Maxwellschen Beziehung.

Von J. Koenigsberger.

Die Untersuchungen der Hrn. Hagen und Rubens über die Reflexion[1]) der Metalle bei der Wellenlänge von 12 μ und über deren

1) E. Hagen und H. Rubens, Ber. dt. phys. Ges. **5**, 113, 1903.

Emission[1]) bei 25 μ haben ergeben, dass für grössere Wellenlängen Reflexionsvermögen und elektrisches Leitungsvermögen parallel gehen und zwischen ihnen ein einfacher Zusammenhang besteht, der, wie Hr. Planck[2]) gezeigt hat, sich aus der Maxwellschen Beziehung[3]) ableiten lässt, wenn man über die Grösse des Brechungsindex bestimmte Annahmen macht. Um so merkwürdiger ist es, dass die Metallsulfide und -oxyde sich der Maxwellschen Beziehung nicht fügen, und dass diese Substanzen grösstenteils das entgegengesetzte Verhalten zeigen, wie die Metalle es aufweisen.

Im sichtbaren Gebiet hat die Mehrzahl dieser Verbindungen eine 10—10000 mal stärkere Absorption als die Formel $n^2\varkappa = \sigma\tau$ ergiebt. Und auch für grössere Wellenlängen bis 40 μ ist die Absorption, wenn auch kleiner, so doch immer noch meist viel stärker, als die Theorie fordert, während alle Überlegungen dazu führen, dass die Absorption kleiner sein müsste als das Gesamtleitvermögen dieser Substanzen.

Die im folgenden gegebenen Versuchsdaten lassen ferner erkennen, dass die untersuchten Metallverbindungen erstens alle selektive Absorption im sichtbaren Gebiet zeigen, die gegen das Ultrarot rasch abnimmt, und zweitens kontinuierliche, mit wachsender Wellenlänge sich wenig ändernde Absorption, die wie erwähnt weit grösser ist, als man erwarten sollte.

Das auch im Ultrarot bei allen Verbindungen vorhandene ziemlich hohe Reflexionsvermögen ist in erster Linie durch grosse Werte des Brechungsindex bedingt.

Methode.

Ein Auerbrenner ohne Zugglas, wie er von Hrn. Rubens als Quelle langer Wärmewellen angegeben wurde, wurde verwendet; denn er hat vor andern intensiveren Lichtquellen, wie Bogenlampe oder Nernstlampe, den Vorzug, dass die Energiekurve nach grösseren Wellenlängen viel weniger steil abfällt[4]) und daher geringe Beimengungen kürzerer Wellenlängen in den verschiedenen Spektralbezirken nicht erheblich stören und, dass ferner seine Intensität fast nicht schwankt. Die Wärmewirkung wurde mit einer Thermosäule nach Rubens in Verbindung mit einem empfindlichen d'Arsonval-Galvanometer gemessen. Zur Feststellung der Gesamtdurchlässigkeit wurde der ganze Ausschlag so gross gemacht, dass $\frac{1}{10000}$ der ursprünglichen Intensität noch wahrnehmbar war. Zwischen

1) E. Hagen und H. Rubens, loc. cit. **5**, 145, 1903.

2) M. Planck, Sitzb. Berl. Akad. 1, 5. März 1903.

3) Cl. Maxwell, Treatise A. 798.

4) So ist die Energie zwischen 14 und 40 μ bei dem Auerbrenner etwa 1,8 derjenigen zwischen 0,4 und 0,9 bei der Nernstlampe etwa 0,02.

Auerbrenner und Thermosäule wurde ein grosser Zinkschirm mit Öffnung, hinter diesem vor der absorbierenden Substanz der aufziehbare Schirm angebracht. Da die Durchlässigkeit aller erwähnten Metallverbindungen nur gering ist, mussten die Platten sehr dünn und doch frei von Löchern und Sprüngen sein. Wegen des hohen Reflexionsvermögens war auch gute Politur notwendig. Die nicht unerheblichen Schwierigkeiten bei der Herstellung solcher Präparate, die von optischen Firmen nicht in der gewünschten Weise angefertigt werden konnten, wurden mit dem Wülfingschen Schleifapparate, einer besonderen Vorrichtung und eigens hergestelltem Polierpulver überwunden. Da die Platten bis zu möglichst grossen Wellenlängen untersucht werden sollten, konnten sie auf andere Substanzen nicht aufgekittet werden und die dünnen, meist sehr spröden Schliffe mussten frei auf eine Metallblende übertragen und dort befestigt werden. Deshalb gelang es auch selten, Stücke mit grösserer Oberfläche als 4×4 mm herauszustellen. Um mit diesen kleinen Platten, die geringe Durchlässigkeit besitzen, zu grossen Wellenlängen vorzudringen, werden einzelne Spektralbezirke nach einer Methode ähnlich der von Hrn. Aschkinass[1]) ausgeblendet und da überall, wie die Versuche zeigen, Absorption vorliegt, die mit der Wellenlänge sich wenig ändert, so ist dies Verfahren auch vollkommen ausreichend. Wird der Gesamtausschlag = 100 gesetzt, so gehen durch eine Quarzplatte von 3,74 mm Dicke noch 28,19 Teile, die nach den Untersuchungen der Hrn. Nichols, Merritt und des Verf. den Wellenlängen von 0,4—4 μ entsprechen[2]), der Intensitätsschwerpunkt lag etwa bei 2,6 μ. Wird zu dem Quarz eine Platte aus Biotitglimmer von 0,21 mm Dicke hinzugefügt, so entspricht der noch vorhandene Ausschlag von 16,65 nach den Beobachtungen des Verf.[3]) Wellenlängen zwischen 1,6 und 4,0 μ. Andererseits giebt aber die Differenz zwischen der gesamten und der vom Quarz durchgelassenen Strahlung die von ihm absorbierte zwischen 4 und etwa 40 μ vermehrt um die reflektierte von 0,4—4 μ. Um die Grösse der letzteren zu ermitteln, wurde zu der dicken Quarzplatte[4]) von 3,74 mm noch eine von 0,52 mm Dicke hinzugefügt; die Differenz der Ausschläge in beiden Fällen giebt dann innerhalb der Fehlergrenzen die reflektierte Intensität von 0,4—4 μ; letztere beträgt für die bis einem Winkel von 10° einfallenden Strahlen 9,7 Proz.

1) E. Aschkinass, Ann. d. Phys. (4). **1**, 42, 1900.

2) Vgl. auch Tabelle bei Kohlrausch, Lehrbuch der prakt. Phys. **5**, 591, 1901.

3) J. Koenigsberger, Wied. Ann. **61**, 698, 1897.

4) Die Quarz- und Flussspatplatten wurden zwischen dem aufziehbaren Schirm und der zu untersuchenden Substanz angebracht.

Zieht man diesen Betrag ab, so entspricht der übrigbleibende Ausschlag von 71,10 dann nur der Strahlung von 4—40 μ.[1])

Ganz analog wurde mit zwei Flussspatplatten von 12,3 und 2,49 mm Dicke einerseits für die dünnere Platte die Strahlung zwischen 0,4 und 15 μ = 69,35 und andererseits indirekt, wie oben, die von 15—40 μ scheinbar = 30,65, wirklich 27,25 — die Reflexion zwischen 0,4 und 11 μ, mit Hilfe der dickeren Platte gemessen, beträgt 4,9 Proz. — ermittelt; ferner durch Kombination von Quarz-Flussspat direkt die Strahlung zwischen 4 und 15 μ = 39,16[2])

Auf diese Art kann die Stärke der Absorption nacheinander zwischen 0,4 und 1,6 μ, 1,6 und 4,0 μ, 4,0 und 15 μ, 4,0 und 40 μ, 15—40 μ gemessen werden, und da sie sich nur wenig ändert, kann man ihren angenäherten Verlauf durch Kurven darstellen.

Bei Verwendung von nur einer Platte erhält man die Durchlässigkeit. Um Absorption und Reflexion getrennt zu bestimmen, werden am besten zwei Platten von genau gemessener Dicke untersucht. Man berücksichtigt in erster stets genügender Annäherung[3]) nur die einmal in der Platte hin und her reflektierten Strahlen und erhält:

$$\mathcal{J}_1 = e^{-ad_1}(1-r)^2(1+e^{-2ad_1}r^2)$$

$$\mathcal{J}_2 = e^{-ad_2}(1-r)^2(1+e^{-2ad_2}r^2)$$

hierin bedeuten $\mathcal{J}_1$ und $\mathcal{J}_2$ die durchgelassenen Intensitäten in Proz. der auffallenden, a ist der Schwächungskoeffizient, d_1 und d_2 die Plattendicken in mm, r der Reflexionskoeffizient. Man berechnet zuerst unter Vernachlässigung des Korrektionsgliedes $e^{-2ad} \cdot r^2$ die angenäherten Werte von a und r und setzt diese dann in den folgenden Formeln, die a und r bis auf 0,1 Proz. richtig geben, ein:

$$a = \frac{\log \frac{\mathcal{J}_2}{\mathcal{J}_1} + \log\left[1 + \bar{r}^2\left(e^{-2\bar{a}d_1} - e^{-2\bar{a}d_2}\right)\right]}{(d_1 - d_2)\log e}$$

und

$$\log(1-r) = \tfrac{1}{2}\left\{\log \mathcal{J}_1 + a d_1 \log e - \log\left[1 + \bar{r} e^{-2\bar{a}d_1}\right]\right\}.$$

Die Maxwellsche Beziehung $n^2 \varkappa = \sigma T$, worin σ für $Hg = 9{,}56 \cdot 10^{15}$ ist, giebt dann

$$a = \frac{4{,}02 \cdot 10^5}{n} \cdot \sigma^1,$$

worin σ^1 die Leitfähigkeit auf $Hg = 1$ bezogen ist.

Beobachtungen.

Antimonglanz[1]), $Sb_2 S_3$, Platten ‖ (010); Dicke von Platte I: 1,50 mm, von Platte II: 0,48 mm.

Durchlässigkeit.[2])

	Gesamt	0,5—4,0	1,6—4,0	4,0—40	15—40
I	0,253	0,220	0,256	0,224	0,137
II	0,304	0,287	0,330	0,293	0,194

Reflexionsvermögen r.

0,466	0,476	0,439	0,479	0,573

Schwächungskoeffizient a.

0,206	0,252	0,203	0,209	0,231

Aus diesen Zahlen sieht man, dass das Reflexionsvermögen und wegen der verhältnismässig geringen Absorption auch der Brechungsindex sehr hoch sind. Aus der bekannten Formel $r = \frac{n^2 + 1 + n^2\varkappa^2 - 2n}{n^2 + 1 + n^2\varkappa^2 + 2n}$ und der Beziehung $4\pi n \varkappa = a\lambda_0$ ergiebt sich n im Mittel zu $5{,}3 \pm 0{,}3$, ein aussergewöhnlich hoher Wert, wie er sonst auch in Gebieten unter Einfluss selektiver Absorption noch nicht beobachtet worden ist. Für grössere Wellenlängen wächst n, zwischen 15 und 40 μ müsste es = 7,2 sein, was einer Dielektrizitätskonstanten 50 entsprechen würde. Die kontinuierliche Absorption ist keine metallische, sondern etwa gleich der eines sehr stark gefärbten Rauchglases. Die Leitfähigkeit[3]) des Antimonglanzes ist jedoch äusserst gering, etwa von der Grössenordnung 10^{-15} ($Hg=1$). Die Maxwellsche Beziehung $n^2 \varkappa = \sigma \cdot \tau$, worin $4\pi n \varkappa = a\lambda_0$ ist, würde demnach einen Schwächungskoeffizienten von der Ordnung $2 \cdot 10^{-8}$ verlangen, während der wirklich vorhandene 10^7mal grösser ist.

Auf Fig. 1 ist mit Hilfe der oben gegebenen Daten die Absorptionskurve gezeichnet; ihr Verlauf lässt sich durch Superposition eines Gebietes starker selektiver Absorption im sicht-

1) Entsprechend muss auch die Absorption der reflektierten Strahlung in der zu untersuchenden Substanz in Rechnung gesetzt werden. Die Formel mit Berücksichtigung dieser übrigens kleinen Korrektion lautet: die wirkliche Absorption ist

$$= \frac{\frac{b'}{b} - r\frac{a'}{a} \cdot \frac{a'}{b'}}{1 - r\frac{a'}{b'}}$$

hierin ist a die vom Quarz durchgelassene Strahlung, b die von ihm absorbierte, a' die durch Quarz und Substanz gehende, b' die durch die Substanz allein gehende Gesamtstrahlung vermindert um a', r ist die Reflexion der Quarzplatte in Proz.

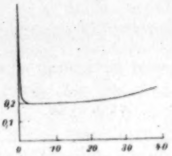
2) Die Wellenlängen von 40-60 μ dürften beim Auerbrenner etwa noch 0,4 Proz. der Gesamtintensität besitzen, wie durch Versuche mit Steinsalzplatten festgestellt wurde; aber diese Intensität ist bei der geringen Durchlässigkeit der untersuchten Substanzen zu schwach, um bei den Beobachtungen verwandt zu werden.

3) Die gewöhnlich verwandte Formel, welche diese nicht beachtet, ist bei der starken Reflexion und nicht sehr starken Absorption der Substanzen ungenügend.

1) Fundort: Shikoku, Japan.

2) Die auffallende Strahlung = 1 gesetzt.

3) Die Leitfähigkeiten wurden alle nach der Methode von Kohlrausch neu bestimmt. F. Beijerinck (N. J. f. Min. Beilbd. 11, 403, 1897), der das Leitvermögen dieser Substanzen auch untersucht hat, hat höhere, z. T. 100—1000mal grössere Widerstände gefunden, wahrscheinlich infolge von schlechterem Material.



baren Gebiet und kontinuierlicher mit der Wellenlänge etwas zunehmender Absorption erklären.

Markasit[1]), *Fe* S_2, rhomb. Platten ‖ (010); Platte I mit der Dicke 0,23 mm, Platte II 0,34 mm.

Durchlässigkeit.

	Gesamt	1,6–4,0	4,0–15	15–40
I	0,025	0,025	0,025	0,024
II	0,006	0,006	0,006	0,005

Reflexionsvermögen.

0,31	0,31	0,31	0,23

Schwächungskoeffizient.

12,8	12,8	12,8	14,1

Die Beobachtungen am Markasit sind sehr erschwert dadurch, dass es nicht gelingt, von dem spröderen Material dünnere Plättchen frei aufzukitten; die Stücke konnten nicht grösser als 3×4 mm erhalten werden. Wie die Tabelle zeigt, ist kontinuierliche ziemlich starke Absorption vorhanden. Die Grösse der Reflexion ist wenig verschieden von der im sichtbaren Gebiet (Grün). Ob das Reflexionsvermögen wirklich für grössere Wellenlängen abnimmt, ist sehr fraglich, da der Fehler in der Intensitätsbestimmung bis $^2/_{1000}$ betragen kann und dies schon die vorhandene Abweichung bedingen würde. — Nach den Bestimmungen von Beijerinck ist die Leitfähigkeit (*Hg* = 1) bei $20^0 = \frac{1}{2{,}10^6}$, nach meinen Messungen $\frac{1}{1{,}7.10^6}$ bei 16^0; der Schwächungskoeffizient *a* ist also, wie die Rechnung ergiebt, ungefähr 120mal grösser als aus der Leitfähigkeit folgt. Die Absorption, aus letzterer berechnet, würde z. B. erst bei einer Schichtdicke von 10 cm eine Schwächung der Intensität auf $^1/_3$ bewirken, während eine solche bereits bei 0,007 cm zustande kommt. Der Brechungsexponent berechnet sich im Mittel zu 3,5.

Pyrit[2]), *Fe* S_2, regul. Platte von 0,043 mm Dicke.

Von dieser schwierig zu bearbeitenden undurchlässigen Substanz wurde nur eine Platte hergestellt. Der Wert für das Reflexionsvermögen wurde im sichtbaren Gebiet = 0,30 ermittelt und für alle Wellenlängen als richtig angenommen. Während dies für die Metalle, wie die Versuche von Hagen und Rubens zeigen, nicht richtig wäre, scheint für die Metallsulfide uud -oxyde, wie die Beobachtungen an den vorher und im folgenden angegebenen Substanzen zeigen, das Reflexionsvermögen sich mit der Wellenlänge nicht sehr stark zu ändern; jedenfalls ist der so berechnete Wert des Extinktionskoeffizienten auf etwa 10—20 Proz. richtig.

Durchlässigkeit.

Gesamt	0,5–4,0	1,5–4,0	4,0–40	15–40
0,092	0,084	0,095	0,102	0,081

Der Schwächungskoeffizient ist danach im Mittel = 40. Die Leitfähigkeit ist nach Beijerinck = 1.10^{-4}; eine von mir an dem optisch untersuchten Pyrit vorgenommene Bestimmung ergab jedoch $\frac{1}{4{,}10^2}$ bei 18^0, die beobachtete Absorption ist demnach 10mal kleiner als die nach Maxwell berechnete.

Molybdänglanz[1]) *Mo* S_2, hexag.; Platten ‖ (0001). Dicke von Platte I = 0,016 mm, von Platte II 0,107 mm.

Durchlässigkeit.

	Gesamt	0,5–4,0	1,6–4,0	4,0–40	15–40
I	0,380	0,305	0,395	0,421	0,393
II	0,104	0,035	0,128	0,139	0,169

Reflexionsvermögen.

0,342	0,320	0,360	0,295	0,337

Schwächungskoeffizient *a*.

15,0	14,32	24,61	13,09	9,53

Das Reflexionsvermögen hat dieselbe Grösse wie bei den meisten Sulfiden und Oxyden; es ändert sich wenig mit der Wellenlänge. Die Absorption lässt sich auch hier wieder durch Superposition eines Gebietes selektiver Absorption im sichtbaren Gebiet und kontinuierlicher, aber mit der Wellenlänge abnehmender Absorption erklären. Die Grösse der kontinuierlichen Absorption, im Mittel $a = 10$ ist 5mal grösser als die Maxwellsche Beziehung verlangt; denn das Leitungsvermögen ist $\frac{1}{7{,}10^4}$ bei 17^0. [2]) Der Brechungsexponent

1) Fundort: Leitmeritz, Böhmen.
2) Fundort: V. Giuf, Schweiz.

1) Fundort: Okanogan County, Washington.
2) Die Zahlen von Herrn Beijerinck, die 300mal grösser sind, dürften an ganz ungenügendem Material gewonnen sein.

berechnet sich im Mittel zu 3,7. Ferner wurde die Änderung der Gesamtdurchlässigkeit mit der Temperatur bestimmt. In der folgenden Vergleichstabelle ist die Durchlässigkeit[1]) bei $40^0 = 1$ gesetzt.

40^0	55^0	80^0	110^0
1	0,915	0,730	0,617

Manganit[2]), $MnOOH$, rhomb., Platte ‖ (010) Dicke 0,080 mm.

Durchlässigkeit.

Gesamt	0,5—4,0	1,6—4,0	4,0—40	15—40
0,102	0,160	0,176	0,062	0,009

Das Reflexionsvermögen ist im Mittel etwa 25 Proz., wie aus einer Beobachtung an einem ganz kleinen dünneren Bruchstück folgte; der Brechungsexponent danach im Mittel 3,0.

Schwächungskoeffizient.

Gesamt	0,5—4,0	1,6—4,0	4,0—40	15—40
21	15	14	56	78

Die Leitfähigkeit des Manganits ist $\frac{1}{2.10^6}$ ($Hg = 1$); demnach die Absorption etwa 200 mal grösser als die Maxwellsche Beziehung verlangt.

Eisenglanz[3]), Fe_2O_3, hexag. Platte ‖ (1010), Dicke 0,065 mm.

Durchlässigkeit.

Gesamt	0,5—4,0	1,6—4,0	4,0—40	15—40
0,143	0,101	0,120	0,184	0,027

Die Reflexion im Mittel 0,25.

Schwächungskoeffizient.

21	26	24	17	47

Hier lässt sich der Gang in der Abhängigkeit des Schwächungskoeffizienten von der Wellenlänge durch selektive Absorption im sichtbaren Spektrum, durch kontinuierliche, langsam mit der Wellenlänge abnehmende Absorption und ein hypothetisches zweites Gebiet selektiver Absorption jenseits von 20 μ erklären. Die Leitfähigkeit ist etwa 25.10^{-4} [4]); die Absorption demnach fast gerade so gross als theoretisch berechnet.

Die weiter unten angeführten Substanzen konnten nicht so dünn geschliffen werden, dass Durchlässigkeit in irgend einem Teil des Spektrums nachweisbar war, obgleich 1—2 Zehntausendstel der auffallenden Intensität noch einen sicher bemerkbaren Ausschlag ergaben. Aus dieser Thatsache, der Plattendicke und der Leitfähigkeit lassen sich aber auch noch Schlüsse auf die Gültigkeit der Maxwellschen Beziehung bei diesen Substanzen ziehen.

Die Dicke der Fahlerzplatte[1]) war 0,21 mm, ihre Leitfähigkeit bei $21^0 = 1.10^{-4}$. Hier ist also die Maxwellsche Beziehung nicht gültig, die Absorption mindestens 10 mal grösser als die Leitfähigkeit.

Bei zwei anderen Substanzen, Arsenkies und Bleiglanz, konnte eine Entscheidung vorläufig nicht erhalten werden. Die Dicke der Platte aus Arsenkies[2]) (rhomb.) war 0,13 mm, seine Leitfähigkeit ergab sich zu $\frac{1}{250}$ ($Hg = 1$) bei 20^0. Die Bleiglanzplatte[3]) war 0,43 mm dick; die Leitfähigkeit ist 16,4 bei 22^0 [4])

Resultate.

1. Die untersuchten Metallsulfide und Metalloxyde zeigen kontinuierliche Absorption, die bis etwa $\lambda = 40\,\mu$ verfolgt wurde, und die meist bedeutend grösser ist, als die Maxwellsche Beziehung zwischen Leitfähigkeit und Absorption verlangt. Die Unterschiede gegen die aus der Maxwellschen Beziehung berechneten Werte werden um so kleiner, je besser das Leitvermögen der Substanzen ist; für hohes Leitvermögen, das grösser als 2.10^{-4} ist, scheint (ähnlich wie bei den Metallen im sichtbaren Spektrum) eine Umkehr stattzufinden.

2. Dieselben Verbindungen zeigen alle im sichtbaren Gebiet, z. T. auch noch im Ultrarot bis 1,5 μ, starke Absorption, die als selektive bezeichnet werden kann.

3. Die aus den gegebenen Daten berechneten Brechungsexponenten sind zum Teil aussergewöhnlich hoch.

1) Fundort: Matzenköpfle.
2) Fundort: Wester Siefberg, Schweden.
3) Fundort: V. Strim, Schweiz.
4) Die hohe Leitfähigkeit des Bleiglanzes, des reinen krystallisierten PbS, ist, soweit mir aus der Litteratur ersichtlich, nicht bekannt; sie übertrifft die des Platins und ist nicht viel geringer als die des reinen Bleies.

Freiburg i. B., Physikalisches Institut.

(Eingegangen 22. Mai 1903.)

1) Da die Reflexion des Molybdänglanzes nur vom Brechungsindex abhängt, so kann sie sich mit der Temperatur nicht merklich verändern; die Änderung der Durchlässigkeit ist also nur durch Änderung der Absorption bedingt.
2) Fundort: Ilfeld, Harz.
3) Fundort: Elba.
4) H. Bäckström, Oefvrs. Kongl. Vet. Förh. Stockholm 45, 533, 1888.

Die Längenveränderung ferromagnetischer Substanzen unter dem Einflusse von Magnetisierung bei hoher und niedriger Temperatur.

Von K. Honda und S. Shimizu.

Der schöne Hopkinsonsche Versuch über Magnetisierung bei hoher Temperatur verspricht uns wichtige Ergebnisse hinsichtlich der magne-

tischen Längenveränderung bei solcher Temperatur. In Anbetracht der experimentellen Schwierigkeiten ist dieser interessante Gegenstand wenig untersucht worden. Die Versuche von Barrett und dem einen von uns sind vielleicht die beiden einzigen erwähnenswerten, aber das Temperaturintervall war bei diesen Versuchen begrenzt und ging nicht über 100⁰ C. hinaus. Im vorliegenden Falle wurden hingegen die Versuche bis über die kritische Temperatur des Eisens hinaus ausgedehnt; ausserdem aber wurde auch die Längenveränderung in flüssiger Luft untersucht.

Die Apparate zur Messung der Längenveränderung durch Magnetisierung bei hoher und niedriger Temperatur waren im grossen und ganzen dieselben wie der bei der Untersuchung des Einflusses einer Spannung auf die magnetische Längenveränderung benutzte. Wiederholte Versuche zeigten, dass diese Anordnung

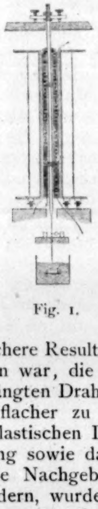


Fig. 1.

Fig. 2.

sehr sichere Resultate gab, dass es jedoch vorzuziehen war, die Kontaktfläche des senkrecht aufgehängten Drahtes mit dem rotierenden Cylinder flacher zu machen. Um den Einfluss einer elastischen Dehnung auf die Längenveränderung sowie das durch die Dehnung hervorgerufene Nachgeben bei hoher Temperatur zu vermindern, wurden dicke Stäbe von etwa 1 cm Durchmesser und 21 cm Länge angewandt. Bei dem Versuch bei hoher Temperatur betrug das aufgehängte Gewicht etwa 1 bis 2 Kilogramm; seine Wirkungen waren also fast unmerklich. An das obere Ende des ferromagnetischen Stabes wurde ein etwa 1 cm dicker und 25 cm langer Kupferstab angeschraubt und dann verlötet.

Das untere Ende des Stabes wurde gleichfalls an einem etwa 20 cm langen ähnlichen Stabe befestigt. Der eingeschraubte Teil betrug an beiden Enden des ferromagnetischen Stabes 2 mm. Dieses verbundene System hing senkrecht an einem soliden Träger; zur Aufhängung diente ein Messinghalter mit drei Niveauschrauben. Das freie Ende des Stabes war mit etwa 1,5 mm dickem Kupferdraht verbunden, der durch ein in Wasser tauchendes Gewicht gespannt wurde.

Das Erhitzen wurde vermittels eines elektrischen Stromes vorgenommen. Die Heizspule wurde um ein 40 cm langes und 2,5 cm dickes und mit Asbestpapier gut isoliertes Kupferrohr aufgewickelt. Die Bewickelung war induktionslos; zwei Windungen kamen auf jeden Centimeter bei ungefähr 1 mm dickem Drahte. Zwei Heizspulen mit denselben Dimensionen wurden hergestellt, die eine mit Neusilberdraht und die andere mit Nickeldraht bewickelt. Bei den Versuchen unterhalb von 700⁰ wurde erstere und bei höheren Temperaturen letztere benutzt. Der Schmelzpunkt des Nickels liegt bei etwa 1500⁰, während die magnetischen Eigenschaften schon bei einer unterhalb 400⁰ belegenen Temperatur verschwinden; daher stört oberhalb dieser Temperatur die Anwesenheit dieses Metalles durchaus nicht das Magnetfeld.

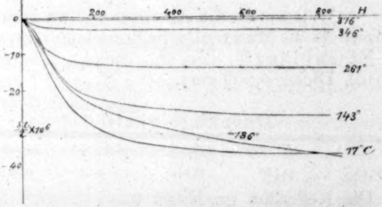


Fig. 3.

Die Temperatur der zu untersuchenden Proben wurde vermittels eines lose mit ihnen in der Mitte verbundenen Platin-Rhodiumplatin-Elementes gemessen; der übrige Teil der Proben war dabei mit Asbestpapier isoliert. Der thermoelektrische Strom wurde mit einem D'Arsonvalschen Galvanometer gemessen. Eine Magnetisierungsspule mit Wassermantelanordnung wurde koaxial zu dem aufgehängten Stabe angebracht; dieselbe war 40 cm lang und lieferte ein Feld von 39,44 C. G. S.-Einheiten, das von einem Strome von 1 Ampère erzeugt wurde.

Um die Längenveränderung in flüssiger Luft zu messen, wurde obige Anordnung in folgender Weise abgeändert: Anstatt eines angehängten Gewichtes, wurde, wie aus beigefügter Figur zu ersehen ist, eine Feder dazu benutzt, um das Versuchsstück aufwärts zu strecken. Die schattierten Teile des vorspringenden Halters bestanden aus Messing, während die nichtschattierten aus Holz angefertigt wurden, um die Wärmeleitung zu vermindern. Es wurde mit besonderer Sorgfalt darauf gesehen, dass

der Kupferdraht in der Richtung der Achse des Stabes gespannt war.

Die Magnetisierungsspirale wurde mit einer innen befindlichen Dewarschen Röhre zu unserem Stabe koaxial angebracht. Die Kontraktion oder Ausdehnung des Versuchsstückes wurde vermittels des in Kontakt mit einem vertikalen Kupferdrahte angebrachten rotierenden Cylinders gemessen.

Die Versuche bei niedriger Temperatur wurden in folgender Weise vorgenommen: Zunächst wurde die Längenveränderung bei Zimmertemperatur gemessen; hierauf wurde flüssige Luft in die das Versuchsstück enthaltende Dewarsche Röhre gegossen. Nachdem man ungefähr 15 Minuten gewartet hatte, wurde die Längenveränderung durch Magnetisierung in gewohnter Weise gemessen.

Die Versuche bei hoher Temperatur wurden in folgender Reihenfolge ausgeführt: Zunächst wurde die Längenveränderung bei gewöhnlicher Temperatur bestimmt. Hierauf wurde der elektrische Strom einer Dynamomaschine eine bis zwei Stunden durch die Heizspule gesandt, bis die Temperatur des Magnetkernes annähernd konstant war; dann wurde der Strom der Dynamomaschine durch einen solchen von einem Akkumulator ersetzt. Zwanzig bis dreissig Minuten vergingen, bevor die Beobachtungen ausgeführt werden konnten; dann wurde die Temperatur recht konstant. Vor jeder Beobachtung wurde die Entmagnetisierung sorgfältig vorgenommen; man nahm dann einen augenblicklichen Ausschlag wahr. Wenn eine Beobachtungsreihe vorgenommen war, wurde wieder ein Strom von erhöhter Stärke durch die Heizspule geschickt. Auf diese Weise wurden Versuche bei allmählich von gewöhnlicher bis auf die höchsten anwachsenden Temperaturen ausgeführt. Unsere Heizspirale lieferte eine Temperaturerhöhung des Kernes von ungefähr 1000^0 C., wenn sie von einem Strome von 11 Ampère durchflossen wurde. Wenn die Temperatur hoch ist, so ist die magnetische Längenveränderung nicht umkehrbar; aus diesem Grunde war es nötig, mit dem Versuch bei niedriger Temperatur zu beginnen und dann an solche bei hoher Temperatur zu gehen.

Einige von den Resultaten der Längenveränderung ferromagnetischer Substanzen bei niedriger und hoher Temperatur sind in folgenden Figuren graphisch dargestellt.

Nickel.

Eine Temperaturerhöhung vermindert ganz bedeutend die magnetische Kontraktion des Metalles; bei 240^0 C. ist die Kontraktion in $H = 900$ bereits auf die Hälfte des gewöhnlichen Wertes reduziert, und bei 400^0 ist sie fast völlig

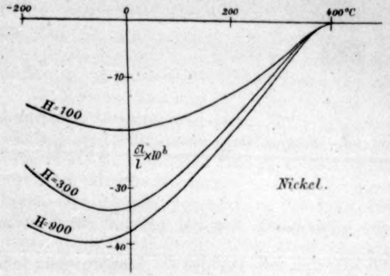


Fig. 4.

verschwunden. In flüssiger Luft wird sie in schwachem Magnetfelde vermindert, aber in starkem Felde erhöht.

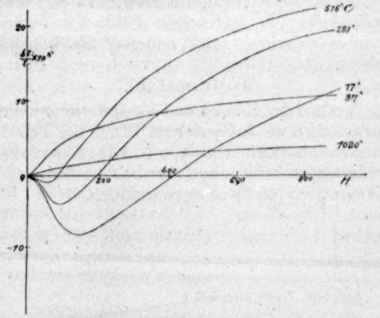


Fig. 5.

Jede die Beziehung zwischen Längenveränderung und Temperatur darstellende Kurve hat einen Minimalpunkt, dessen Temperatur bei Anwachsen des Feldes abnimmt.

Weiches Eisen.

Bei Zunahme der Temperatur verschwindet die Kontraktion in starkem Magnetfelde all-

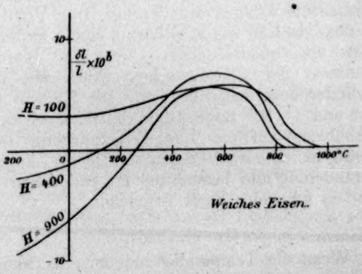


Fig. 6.

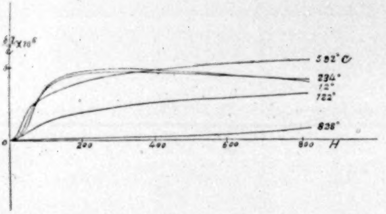


Fig. 7.

mählich, und bei 319⁰ ist die Längenveränderung der von Wolframstahl bei gewöhnlicher Temperatur ähnlich. Bei weiterer Temperaturzunahme nimmt die Dehnung, nachdem sie ein Maximum passiert hat, allmählich ab. Wir konnten die Dehnung bis zu 970⁰ verfolgen, was weit hinter der kritischen Temperatur liegt.

Es ist auch erwähnenswert, dass die Maximaldehnung in schwachem Felde für Temperaturen zwischen —186⁰ und 200⁰ fast konstant bleibt.

Wolframstahl.

Verlauf der Kurven und Veränderungen sind hier ähnlich wie bei weichem Eisen bei Temperaturen oberhalb von 500⁰. Die Längenveränderung scheint ungefähr bei der kritischen Temperatur (900⁰) zu verschwinden.

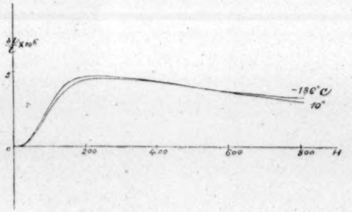


Fig. 8.

Bei Wolframstahl untersuchten wir zuerst den Einfluss der Temperatur; wenn das Versuchsstück auf seine Anfangstemperatur abgekühlt wurde, so erfuhr es eine bedeutende permanente Längenveränderung. Der Versuch in flüssiger Luft wurde daher an einem anderen Stab von quadratischem Querschnitt vorgenommen, der aus demselben Stück wie der Cylinder ausgeschnitten war. Die Kurven für 10⁰ und —186⁰ zeigen, dass die Wirkung einer Abkühlung auf die Längenveränderung sehr gering ist. Die die Beziehung zwischen Längenveränderung und Temperatur zeigenden Kurven sind in folgender Figur gegeben.

Gusskobalt.

Wenn die Temperatur zunimmt, so nimmt die magnetische Kontraktion in schwachem Felde

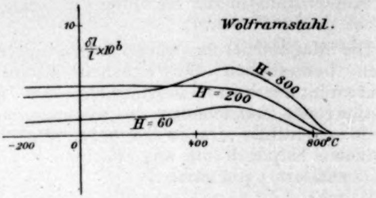


Fig. 9.

allmählich ab, während die Dehnung in starkem Felde bis auf ein Maximum zunimmt. Bei Temperaturen über 800⁰ verschwindet die anfängliche Kontraktion vollständig und wird der Verlauf der Kurven dem von Eisen und Stahl bei hoher Temperatur ähnlich. Wenn die Tempe-

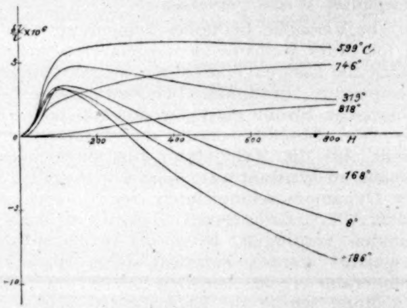


Fig. 10.

ratur noch weiter zunimmt, so nimmt die Ausdehnung kontinuierlich ab, jedoch mit abnehmender Geschwindigkeit, und selbst bei Temperaturen von 1020⁰ beobachten wir immer noch eine bedeutende Dehnung des Metalles.

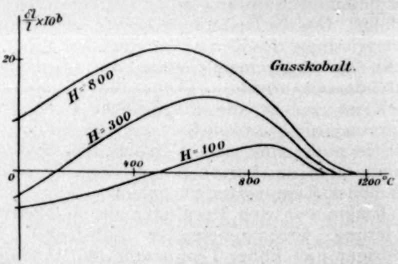


Fig. 11.

Aus dem Verlauf der Kurven ist leicht zu ersehen, dass bei $H = 800$ die Ausdehnung bis zur Temperatur von 1200⁰, d. h. 100⁰ oberhalb der kritischen Temperatur, nicht verschwindet. Wir untersuchten an unserem Versuchsstück zunächst die Wirkung hoher Temperatur, und wenn dasselbe auf seine Anfangstemperatur abgekühlt

wurde, veränderte es sein Verhalten hinsichtlich der Längenveränderung vollständig. Es war aus diesem Grunde unmöglich, die Wirkung einer Abkühlung auf das Metall in gegossenem Zustande zu untersuchen.

Ausgeglühtes Kobalt.

Die Wirkung von hoher Temperatur auf ausgeglühtes Kobalt zeigt ein eigenartiges Verhalten. Bei ansteigender Temperatur, und zwar von der flüssigen Luft an, nimmt die Kontraktion

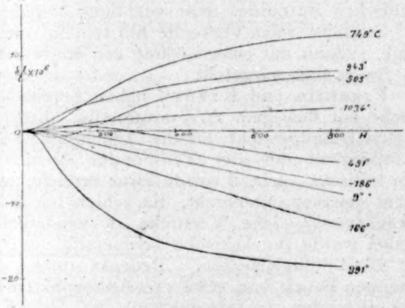


Fig. 12.

zunächst langsam und dann schnell zu und erreicht schliesslich ein Maximum. Hierauf nimmt sie ab, geht durch einen Nullpunkt und

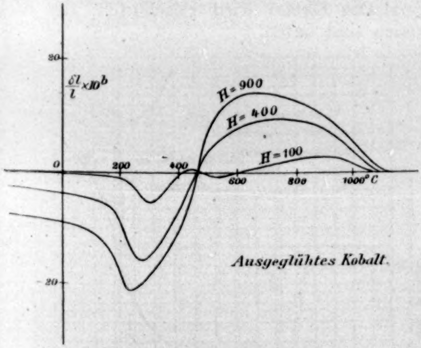


Fig. 13.

geht hierauf in eine Ausdehnung über, die ihrerseits mit zunehmender Temperatur bis auf ein Maximum ansteigt und hierauf allmählich abnimmt. Noch bei 1634° konnten wir eine beträchtliche Ausdehnung des Metalles wahrnehmen. Es ist interessant zu beobachten, dass der Verlauf der Kurven in der Nähe von 450° dem von Eisen bei gewöhnlicher Temperatur ähnlich ist. Das Kobalt dehnt sich in schwachem Felde schwach aus, zieht sich jedoch in starkem Felde zusammen. Bei höheren Temperaturen als 500° ist das Verhalten von Guss- und ausgeglühtem Kobalt hinsichtlich der Längenveränderung, wie zu erwarten, einander ganz ähnlich.

Beigefügte Figur zeigt die Beziehung zwischen Längenveränderung und Temperatur. In starken Feldern hat jede Kurve ein Maximum und ein Minimum; in schwachen Feldern kommt jedoch noch ein kleines Maximum- und Minimumpaar hinzu. Es ist ganz besonders zu beachten, dass alle diese Kurven bei der Temperatur 465° durch einen Punkt in der Achse hindurchgehen. Bei ausgeglühtem Kobalt verschwindet bei einer gewissen Temperatur die Längenveränderung des Metalles fast vollständig für alle Magnetfelder und erfolgt dann die Längenveränderung in jedem Felde in entgegengesetztem Sinne, je nachdem das Versuchsstück auf eine oberhalb oder unterhalb dieses Punktes belegene Temperatur gebracht wird.

Beim Vergleich obiger Resultate für weiches Eisen, Wolframstahl, Guss- und ausgeglühtes Kobalt bemerken wir den merkwürdigen Umstand, dass die Längenveränderungen dieser Metalle, die bei gewöhnlicher Temperatur voneinander so verschieden sind, bei genügend hoher Temperatur einen ausserordentlich einfachen Charakter annehmen; sie streben nämlich danach, der Magnetkraft proportional zu werden, ein Umstand, der ohne Zweifel für die Theorie des Molekularmagnetismus von bedeutender Tragweite ist.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 6. Mai 1903.)

Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante von Lösungen und Lösungsmittel im kritischen Zustande.

Vorläufige Mitteilung.

Von P. Eversheim.

Die Abhängigkeit von Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante (mit *DC* bezeichnet) einiger Lösungen und Lösungsmittel von der Temperatur wurde von mir bereits in einer früheren Arbeit[1]) mitgeteilt. Die Sache schien mir aber damit noch nicht abgethan, so dass ich kurz darauf die Versuche wieder aufnahm. In der That liefern diese Untersuchungen eine Reihe beachtenswerter Daten: der Verlauf der Abhängigkeit aller bisher von mir untersuchten Körper, namentlich um den kritischen Zustand, weisen eine Ähnlichkeit auf, welche die Vermutung nahe legt, dass ein bestimmtes Gesetz zu Grunde liege, dem sowohl Leitfähigkeit wie auch Dielektrizitätskonstante zu folgen scheinen, um so wiederum auf den Zusammenhang

1) P. Eversheim, Ann. d. Phys. 8, 539, 1902.

zwischen den beiden Grössen hinzuweisen. Weiter knüpft sich daran die interessante Frage über den kritischen Zustand, die immer noch der Lösung harrt, und die kürzlich von Traube[1]) einer eingehenden theoretischen Abhandlung unterzogen wurde.

In letzter Zeit sind auch eine Reihe von Arbeiten[2]) erschienen, die alle mehr oder weniger mit den meinigen parallel laufen, die aber alle auf dieselbe Schwierigkeit stossen, nämlich die relativ hohen Temperaturen und beträchtlichen Drucke im kritischen Zustande, beides Thatsachen, die es nicht gestatteten, höher als bis nur wenige Grade über die kritische Temperatur hinaus — wenn diese überhaupt erreichbar war — zu untersuchen. Nun ist es aber gerade von höchstem Interesse, zu wissen, wie denn darüber hinaus die betreffende Substanz ihren Zustand ändert, und dieser Gedanke war massgebend für die im folgenden mitgeteilten Versuche. Ich beschränke mich jedoch an dieser Stelle nur, mit einer kurzen Mitteilung und Wiedergabe meiner bisherigen Resultate, da die Arbeiten noch nicht abgeschlossen sind, ich es aber an der Zeit halte, das Bisherige zu veröffentlichen. Über die Versuchsanordnung, den Apparat, der es ermöglichte, die Untersuchungen auf das Gebiet oberhalb der kritischen Temperatur auszudehnen und die weiteren Details werde ich demnächst ausführlich Mitteilung machen, hier sei indessen noch erwähnt, dass die Methode von Nernst mit Vorteil benutzt wurde.

A. Versuche mit Ammoniak. (NH_3.)

Zu allen Versuchen dienten kleine Glasgefässe von nachstehender Form (Fig. 1), wie

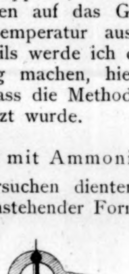


Fig. 1.

ich sie bereits früher benutzte. Die Elektroden bestanden aus kleinen Platincylindern, die sich ineinander schoben und deren Länge zwischen 6 und 12 mm, deren Durchmesser zwischen 8 und 6 resp. 6 und 4 mm variierten, jedoch sind dies nur angenäherte Werte.

Es war dafür gesorgt, dass die Untersuchung erfolgen konnte:

1. Wenn das Gefäss jedesmal geschüttelt wurde,

2. wenn bei ruhendem Gefäss die Elektroden unten,

3. wenn sie bei ruhendem Gefäss oben waren.[1])

Dementsprechend ergeben sich drei Versuchsreihen, ein speziell zur Untersuchung des kritischen Zustandes sehr wichtiges Verfahren.

Zunächst seien Versuche mit reinem Ammoniak, sodann mit einer Lösung von Kupfernitrat in Ammoniak mitgeteilt.

Franklin und Kraus[2]) haben bereits Versuche mit flüssigem NH_3 angestellt, allein sie legten Hauptgewicht auf die Abhängigkeit von Leitfähigkeit mit der Temperatur überhaupt, der kritische Zustand wurde zwar erreicht, aber nicht genauer untersucht. Es schien mir daher zweckmässig, jene Versuche zu wiederholen. Dabei wurde die kritische Temperatur um etwa 60 Grad überschritten. Bedenkt man den enormen Druck von etwa 110 Atmosphären bei der absoluten Siedetemperatur, so bedarf es nicht der Erwähnung, dass sich zunächst dem Versuche ganz erhebliche Schwierigkeiten entgegenstellten.

Tabelle I. NH_3.[3])

a) Das Gefäss wird geschüttelt, die Elektroden sind unten.

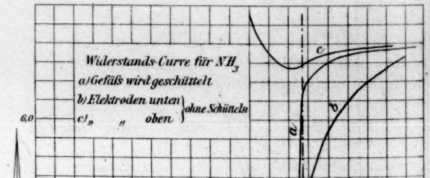


Fig. 2.

1) J. Traube, Ann. d. Phys. 8, 267, 1902.

2) Unter anderen: P. Walden u. M. Centnerszwer, Zeitschr. f. phys. Chem. 39, 513, 1902, ferner Karl Tangl, Ann. d. Phys. 10, 748, 1903.

1) Vergl. Kurven a, b, c, der Kurvenfiguren.

2) E. Franklin und Ch. A. Kraus, Americ. chem. Journ. 24, 83, 1900.

3) Vergl. hierzu die Kurven in Fig. 2.

W(Ohm)	Temp.	W(Ohm)	Temp.
2610	18,7	146500	134,2
2830	38,6	1800000	137,3
3500	55,0	2750000	140,0
4640	73,6	3331000	142,5
7000	89,6	3447500	147,5
11805	107,0	4377450	154,0
19175	118,0	5191200	169,0
36065	127,0	5423700	178,0
56545	131,0	5656200	193,0
82750	132,4		

b) Dasselbe Gefäss, Elektroden unten, es wird nicht geschüttelt.

W(Ohm)	Temp.	W(Ohm)	Temp.
6000	85,0	446500	144,5
7724	92,0	546500	145,8
10220	102,3	685400	148,0
16365	115,5	809000	149,0
38067	129,0	902000	151,5
50735	132,0	1150000	155,5
68065	133,5	1305000	157,5
79400	134,5	1866500	163,0
118000	136,8	2285000	166,5
165400	138,4	2750000	172,0
203400	139,5	3447500	177,0
252500	141,0	3700000	190,0
346500	142,5		

c) Dasselbe Gefäss, Elektroden oben, es wird nicht geschüttelt.

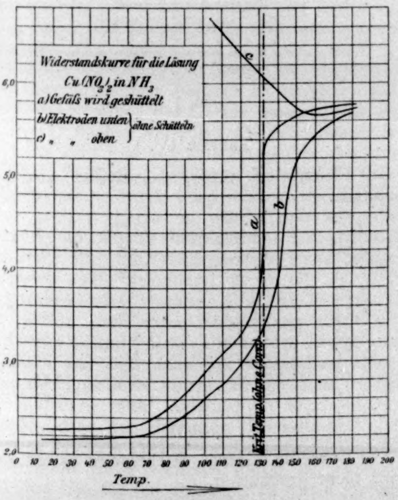


Fig. 3.

W(Ohm)	Temp.
Wird zunächst unmessbar gross.	
5075000	118,5
4031750	125,0
3566750	132,0
4261250	138,8
4610000	144,6
5307000	162,5
5659250	172,0
5775450	182,0

Die Widerstandskapazität des für die drei Versuchsreihen benutzten Gefässes ist

$$WC = 0,254.$$

Tabelle II.[1])

Versuch mit einer Lösung von $Cu(NO_3)_2$ in NH_3, 1,13 % nach Gewicht.

a) Das Gefäss wird geschüttelt, die Elektroden sind unten.

W(Ohm)	Temp.	W(Ohm)	Temp.
185	14,0	10285	131,0
191	30,0	18710	132,0
207	54,8	229400	132,8
223	65,5	259400	133,5
240	75,0	289500	135,5
368	85,4	319500	137,0
655	96,0	329500	139,0
977	104,5	399500	147,5
1450	114,5	464400	153,2
2000	120,5	514400	160,5
3235	126,5	560800	166,5
5140	128,0	603700	175,0
7215	130,0	625100	180,7

b) Dasselbe Gefäss, Elektroden unten, es wird nicht geschüttelt.

W(Ohm)	Temp.	W(Ohm)	Temp.
145	12,5	8620	140,5
165	66,5	18705	142,8
195	78,5	52060	145,7
263	89,5	89000	147,8
400	99,0	129400	149,5
536	107,5	167970	151,7
730	115,0	203680	154,0
1155	123	245100	156,8
1390	125,8	272200	159,5
1630	128,0	320800	163,5
2065	131,0	339400	165,5
2360	132,5	369400	170,0
3170	135,0	403700	173,0
4110	136,5	432200	177,0
5450	138,5	465100	180,0

c) Elektroden oben, dasselbe Gefäss, es wird nicht geschüttelt.

1) Vergl. hierzu die Kurven in Fig. 3.

W(Ohm)	Temp.	W(Ohm)	Temp.
5772500	100,5	462200	157,0
2866250	112,0	446500	160,0
1820000	130,5	467900	165,0
1401500	136,5	467900	168,8
1138000	142,0	489400	175,0
700900	145,5	503700	178,0
545900	148,5	546500	182,7
493200	153,0	646500	186,5

Die Widerstandskapazität des Gefässes war $WC = 0,254$.

B. Versuche mit schwefliger Säure (SO_2).

Versuche mit SO_2 bis zum krit. Punkt sind bereits von Hagenbach[1]), Walden und Centnerzwer[2]) sowie von mir[3]) früher angestellt, allein weiter oberhalb der absoluten Siedetemperatur fehlen bis jetzt jegliche Daten, so dass ich der Vollständigkeit halber die Versuche wiederholte und weiter ausführte; die Resultate sind in folgenden Tabellen enthalten.

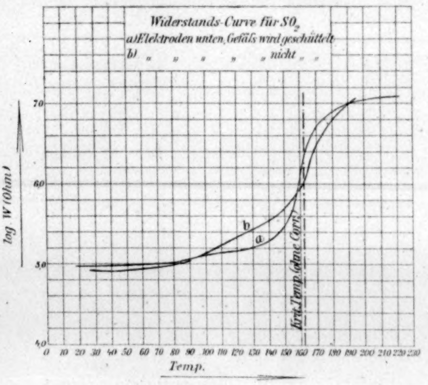


Fig. 4.

Tabelle III.[4])

Versuch mit SO_2.

a) Elektroden unten, das Gefäss wird geschüttelt.

W(Ohm)	Temp.	W(Ohm)	Temp.
95115	18,5	325140	150,5
99400	49,0	450830	156,0
108067	66,0	1801400	161,5
113780	81,0	4726250	168,0
114400	92,0	6702500	173,0
143700	105,0	7865000	181,0
155115	120,0	10655000	193,0
176540	139,5	11450000	205,5
209400	140,0	12150000	219,0
269400	148,0		

1) A. Hagenbach, Ann. d. Phys. **5**, 276, 1901.
2) P. Walden u. M. Centnerszwer, l. c.
3) P. Eversheim, l. c.
4) Vergl. hierzu die Kurven in Fig. 4.

b) Dasselbe Gefäss, Elektroden unten, es wird nicht geschüttelt.

W(Ohm)	Temp.	W(Ohm)	Temp.
81399	27,0	375110	141,5
81399	49,5	507970	149,5
90000	65,5	660830	155,0
102255	76,5	860835	160,5
119000	90,0	1657250	164,5
155110	104,2	2610500	170,5
202400	118,0	4377500	175,0
252400	127,0	7865000	184,0
283700	132,5	11352500	195,0

Die Widerstandskapazität des Gefässes betrug $WC = 0,165$.

C. Versuche mit Äthyläther ($(C_2H_5)_2O$).

Sorgfältig gereinigter Äther, dessen Widerstand sich als unmessbar gross erwies, wurde auf sein dielektrisches Verhalten hin untersucht, in folgenden Tabellen bedeuten DC die Dielektrizitäts-Konstante, T die zugehörige Temperatur.

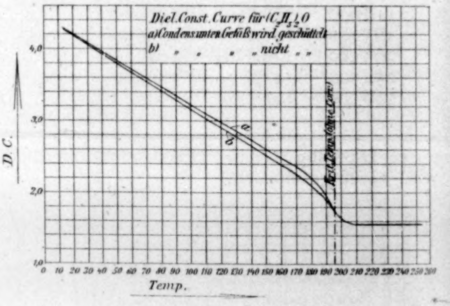


Fig. 5.

Tabelle IV.[1])

a) Elektroden unten, das Gefäss wird geschüttelt.

DC	T	DC	T
4,26	17,0	1,58	201,0
3,83	47,5	1,52	208,5
3,43	70,0	1,53	215,7
3,34	94,0	1,56	224,0
3,02	115,3	1,51	230,5
2,71	149,5	1,59	238,7
2,48	161,4	1,58	245,0
2,31	176,5	1,54	253,0
1,95	190,0		

b) Dasselbe Gefäss, Elektroden unten, es wird nicht geschüttelt.

1) Vergl. hierzu die Kurven in Fig. 5.

DC	T	DC	T
4,04	36,5	1,80	195,5
3,69	58,0	1,60	202,5
3,49	75,5	1,54	210,0
3,16	95,5	1,59	219,5
3,03	110,5	1,55	226,5
2,82	125,5	1,58	235,0
2,65	144,0	1,57	240,5
2,25	158,0	1,54	242,0
2,11	172,5	1,57	248,5
2,02	185,0		

Während der Versuche zur Bestimmung der Kapazität zeigte es sich ausserordentlich schwierig, Störungen, die von den Zuleitungen und der Anordnung des Apparates herrührten, zu eliminieren. Wegen der Kleinheit der *DC* des Äthers im Dampfzustande waren deshalb Versuche, bei denen sich die Elektroden oben befanden, zu unsicher, um Schlüsse zuzulassen, weshalb ich sie nicht wiedergebe; dieser Umstand veranlasste aber eine Verbesserung am Apparat, die die Störungen beseitigte und diesen nunmehr zu Messungen der *DC* von Substanzen vollkommen geeignet machte. Davon wird, wie bereits erwähnt, an einer anderen Stelle die Rede sein.

Betrachtet man die Kurven für die Leitfähigkeit von Ammoniak und Lösung, sowie von schwefliger Säure, so erkennt man eine stetige Zunahme des Widerstandes, beim kritischen Punkt sehr stark, dahinter aber nur mässig, um, wie es scheint, bei genügender Erwärmung einen konstanten Wert anzunehmen. Ganz ähnlich verhält sich der Äther in Bezug auf seine *DC*; hier ist oberhalb der kritischen Temperatur überhaupt keine Änderung mehr messbar.

Höchst bemerkenswert für die Untersuchungen über den kritischen Zustand ist es aber, dass die Kurven, wenn das Gefäss nicht geschüttelt wird, viel flacher verlaufen als beim Schütteln. Es kann dies nur auf Unhomogenität der Substanz im Prüfgefäss beruhen. Eine solche wäre ohne weiteres durch Ungleichheit der Temperatur erklärt, allein es würde sich wie man erkennt um relativ beträchtliche Unterschiede handeln, die im vorliegenden Falle ausgeschlossen sind, besonders, da ein Öl- und Luftbad angewendet wurde. Nun hat Traube in der vorhin genannten Abhandlung über den kritischen Zustand dieses Umstandes Erwähnung gethan, was ihn dann zur Aufstellung einer eigenen Hypothese führte. In der That zeigen die Versuche von Galitzine[1]) und anderen bereits, dass die Definition des kritischen Zustandes „gleiche Dichte von Dampf und Flüssigkeit" nicht ohne weiteres gültig ist, sondern von den Umständen abhängt: es kann gleiche Dichte herrschen, wenn man z. B. das Gefäss schüttelt, sie tritt aber bei ruhendem Gefäss erst allmählich ein. So zeigte sich auch bei der schwefligen Säure, dass der Widerstand unmessbar gross blieb, wenn man erhitzte, sofern sich die Elektroden im Dampfraum befanden; schüttelt man dann das Gefäss oberhalb des kritischen Punktes, so wird innerhalb einer gewissen Grenze *W* messbar, ein sicherer Beweis, dass im kritischen Zustand die Substanz nicht gleichmässig im Gefässe verteilt ist.

1) B. Galitzine, Wied. Ann. **50**, 521, 1893.

Aus den mitgeteilten Versuchen kann man folgende Schlüsse ziehen.

1. Der Widerstand von Lösungen und Lösungsmittel wächst von einer bestimmten unterhalb der kritischen liegenden Temperatur an kontinuierlich und scheint oberhalb derselben einen konstanten Wert anzunehmen; ob dies der von Traube[1]) bezeichnete „absolute Vergasungspunkt" ist, bedarf einer weiteren Untersuchung.

2. Auch die Änderung der Dielektrizitätskonstante erfolgt ohne Sprung vom flüssigen in den gasförmigen Zustand.

3. Die bei allen betrachteten Substanzen beobachteten eigentümlichen Änderungen bei der kritischen Temperatur lassen vermuten, dass dieselben allgemeiner Natur seien und vielleicht mit den kritischen Erscheinungen in engem Zusammenhange stehen.

4. Der kritische Zustand ist nicht gekennzeichnet durch Gleichheit der Dichte im Gas- und Flüssigkeitsraume, da diese von den Umständen abhängt, denn, wie in vorliegender und anderen Arbeiten bewiesen, ist vom kritischen Punkt an erst die Möglichkeit für gleiche Dichte gegeben.

1) J. Traube, l. c. S. 291.

Bonn, physikal. Institut der Universität Mai 1903.

(Eingegangen 15. Mai 1903.)

Eine merkwürdige Beobachtung mit Radium.

Von Ernst Dorn.

Zum Zwecke von Wägungen, über die ich demnächst zu berichten beabsichtige, hatte ich am 3. Dez. 1902 etwa 30 mg des stärksten Radiumbromides von Buchler & Co. in ein Röhrchen aus dem alkalifreien Jenaer Glase 477 III (Länge 6,0 cm, Durchmesser 0,46 cm, Wandstärke 0,3 mm) eingeschmolzen. Am 27. Mai 1903, also nach fast 6 Monaten, wollte ich das Röhrchen öffnen.

In dem Augenblicke, als das Glasmesser (eine angeschliffene Dreikantfeile) die Glasoberfläche nur eben geritzt hatte, wurde das

Glas von einem elektrischen Funken mit hörbarem Geräusch durchbrochen.

Der Funke machte sich auffällig bemerkbar, obwohl ich an dem hellen Sommernachmittage dicht am Fenster stand; das Geräusch war so laut, dass der mitten im Zimmer befindliche Institutsmechaniker glaubte, es habe eine Entladung eines kleinen Induktionsapparates stattgefunden. Dieser war aber gar nicht an die Batterie angeschlossen.

Die Erklärung der auffälligen Erscheinung ist die, dass die negativen Elektronen die Glaswand durchdringend sich entfernt haben, während die positiven im Innern der Röhre zurückgeblieben sind. Auf der Aussenwand der Röhre hat sich dann durch Oberflächenleitung oder aus der — durch die Strahlung des Radiums ionisierten — Luft positive Elektrizität angehäuft.

Da ich die Röhre in der linken Hand, das Metall des Glasmessers in der rechten hielt, war die Entladung ermöglicht; bemerkenswert bleibt es, dass die Potentialdifferenz einen zur Durchbrechung von wenigstens 0,2 mm Glas genügenden Wert erlangen konnte. Hierzu war auch eine vorzügliche Isolation des Glases erforderlich.

Halle, 27. Mai 1903.

(Eingegangen 29. Mai 1903.)

VORTRÄGE UND REDEN.

Die statistische Naturanschauung.[1])

Von J. D. van der Waals jr.

Sehr geehrte Versammlung!

Man hat die Welt oft als aus zwei verschiedenen Prinzipien bestehend aufgefasst. Diese zwei Prinzipien erfahren eine sehr verschiedenartige Wertschätzung: Hoch geschätzt wird das Vernunftprinzip, das die Ordnung, Regelmässigkeit und Harmonie im Weltall darstellt und sich in der materiellen Welt in den festen Regeln des Naturgeschehens äussert, das Gesetz der Kausalität. Das andere ist das Prinzip vom Gegebensein der Welt, das Prinzip, dem der Umstand zuzuschreiben ist, dass nun einmal eine Welt und ein Weltgeschehen besteht. Die Wertschätzung dieses Wirklichkeitsprinzips fällt nicht so günstig aus; gegenüber dem vernunftmässigen Prinzip nimmt sich dieses für uns unbegreifliche Bestehen aus wie etwas Unvernünftiges, Absurdes, ja es nimmt sogar die Form an von einer feindlichen, brutalen Macht, an die die Weltvernunft in ihrer Wirkung gebunden ist und durch die sie gestört und bekämpft wird.[2])

Es ist nicht meine Absicht, die Richtigkeit dieser metaphysischen Lehre zu erörtern. Ich will nur darauf hinweisen, dass der hier gemachte Gegensatz der von unserem Verstande bei unseren Bestrebungen, Naturerkenntnis zu gewinnen, erfüllten Doppelfunktion durchaus analog ist. Auch hierbei können wir nämlich unterscheiden zwischen dem Trachten nach Gewinnung von Einsicht in den Kausalzusammenhang der Erscheinungen, der Ätiologie, und der Untersuchung des in der Welt einmal Gegebenen. Für diese zweite Funktion ist mir kein Fachausdruck bekannt; ich will dafür das Wort Thesiologie gebrauchen.

In der Mechanik dürfte der Unterschied zwischen Ätiologie und Thesiologie am kürzesten folgendermassen anzugeben sein: Die Ätiologie giebt die geltenden Gesetze an, die sich etwa so formulieren lassen: wenn in der Natur ein System mit bestimmten Eigenschaften gegeben ist, dann wird dieses die und die bestimmte Bewegung ausführen. Die Thesiologie hingegen ist die Kenntnis der wirklich bestehenden Anfangszustände; ihr Inhalt lässt sich formulieren: „Es ist in der Natur gegeben, u. s. w."

Dass die Ätiologie zur Naturwissenschaft gehört, wird wohl jeder zugeben; es erübrigt sich, dies durch Beispiele näher zu erläutern. Viel eher dürfte es nötig sein, darauf hinzuweisen, dass sie nicht das ganze Gebiet der Naturwissenschaft ausfüllt und dass neben ihr noch Platz, wenn auch nur ein bescheidenerer Platz, übrig bleibt für die Thesiologie. Dies ist jedoch wirklich der Fall, und um uns davon zu überzeugen, haben wir nur auf die Fortschritte zu achten, welche die Astronomie durch Anwendung der Spektralanalyse gemacht hat. Dieselbe hat uns nämlich gelehrt: 1. dass auf den Sternen dieselben Stoffe vorhanden sind, die man auch auf Erde und Sonne antrifft, 2. dass die Sterne sich mit grösserer oder geringerer Geschwindigkeit nach der Erde zu bewegen oder sich von derselben entfernen; sie giebt uns sogar ein Mittel an die Hand, diese Geschwindigkeit zu bestimmen. Jeder Astronom wird zugeben, dass hierdurch unsere astronomische Kenntnis eine bedeutende Bereicherung erfahren hat; ausserdem liegt es jedoch auf der Hand, dass diese

1) Eröffnungsrede des Kollegs über theoretische Physik an der Universität Amsterdam, gehalten am 28. Januar 1903.

2) Der hier gemeinte Gegensatz ist eng verwandt mit dem aristotelischen Gegensatz von Form und Materie. Besonders habe ich jedoch den von Eduard von Hartmann formulierten Gegensatz im Auge, wie derselbe in Holland von Professor G. J. P. J. Bolland in seinen in „Het Wereldraadsel" mit aufgenommenen Artikeln über „De Wereldbeschouwing der Toekomst" dargelegt worden ist.

neuen Anschauungen nicht zu unserer ätiologischen, sondern zu unserer thesiologischen Kenntnis gehören. Auch was die Wertschätzung anbelangt, so entspricht die Unterscheidung zwischen ätiologischer und thesiologischer Kenntnis der zwischen Weltgesetz und Wirklichkeitsprinzip. Eine ätiologische Erklärung befriedigt unser Erklärungsbedürfnis, und einen je besseren Begriff wir von dem ursächlichen Zusammenhang der Erscheinungen gewonnen haben, die den Gegenstand einer Wissenschaft bilden, um so schöner und vollkommener kommt uns diese Wissenschaft vor. Thesiologische Kenntnis lässt uns hingegen unbefriedigt. Wenn wir von dem Vorhandensein einer Thatsache in der Natur Kenntnis genommen haben, so befriedigt dies uns nicht, solange wir nicht ergründet haben, infolge welcher Ursache es nun gerade so und nicht anders sein kann. Das einfache „Gegebensein" einer Thatsache kommt uns auch hier als etwas Unbegreifliches, Vernunftloses, Rohes vor, und die bei jeder ätiologischen Erklärung mit auftretenden thesiologischen Daten — denn wir können natürlich niemals eine Erscheinung ursächlich erklären, ohne von einer Anzahl Thatsachen auszugehen, die gegeben, aber nicht weiter ursächlich erklärt sind — werden von uns als ein sozusagen unverdaulicher Rest empfunden, der sich nicht in die harmonische, befriedigende Erklärung mit aufnehmen lässt. Deswegen wollen auch z. B. viele Chemiker nichts von einer grossen Anzahl von Elementen wissen, bei denen wir das Vorhandensein und die Eigenschaften, die sie besitzen, nur als gegeben konstatieren können, ohne dieselben weiter ableiten zu können. Sie nähren die Hoffnung, dass es uns gelingen wird, „Uratome" zu finden, aus denen die uns bekannten chemischen Atome aufgebaut sind, und dass es dann möglich sein wird, die Eigenschaften der verschiedenen Elemente ätiologisch zu erklären aus der Art, wie die Uratome im chemischen Element angeordnet sind und aus den Bewegungen, die sie darin ausführen können. Prinzipiell ist hierdurch natürlich nichts gewonnen. Der unerklärbare Rest bleibt bestehen, wenn er auch zurück gedrängt ist; die Existenz einer Art von Uratomen ist ebenso unerklärbar wie die von reichlich siebzig chemischen Atomen. Und doch würde eine derartige Erklärung uns als ein bedeutender Sieg vorkommen. Jedes Stück Boden, das vom Gebiet der Thesiologie nach dem der Ätiologie übergeht, verschafft unserem wissenschaftlichen Denken grosse Befriedigung.

Meiner Meinung nach ist diesem Umstande der grosse Zauber zuzuschreiben, den der Darwinismus auf so viele Gemüter ausgeübt hat. Früher hielt man nämlich die verschiedenen Tier- und Pflanzenarten für voneinander durchaus unabhängig existierend. Die Systematik wurde als eine thesiologische Wissenschaft angesehen. Freilich war die Systematik mehr als eine einfache Aufzählung der einzelnen Arten und wurden diese nach ihren mehr oder weniger entwickelten Organismen zu einer Art zusammenhängenden harmonischen Systems geordnet; aber diese Klassifizierung entlehnte zum grossen Teile ihren Wert der teleologischen Erklärung, die man dem Ganzen gab, und dort, wo die Teleologie als Erklärungsprinzip der Natur angegeben wurde, konnte auch die Klassifizierung als solche auf die Dauer dem wissenschaftlichen Denken keine Befriedigung verschaffen. Das grosse Werk Darwins ist es nun, den ganzen Boden der Systematik dem Gebiet des roh Gegebenen genommen und in das Gebiet des ursächlich Zusammenhängenden, Begreiflichen verpflanzt zu haben. War seine Theorie richtig, so brauchte man weiterhin sich nicht zufrieden zu geben mit der Klassifizierung der einzelnen Arten und Aufzählung ihrer Eigenschaften, sondern war in der Lage zu untersuchen, wie die verschiedenen Arten entstanden, ausgestorben und ineinander übergegangen sind, und dieses erscheint mir eine befriedigende Erklärung für die wunderbare Anziehungskraft, die Darwins Lehren für viele besitzen.

Eine nicht weniger prinzipielle Umwälzung im naturwissenschaftlichen Denken muss die Folge von Boltzmanns Ideen sein, wenn diese allgemeiner angenommen werden, und wenn diejenigen, die sie annehmen, ihre Konsequenzen besser begreifen werden, als dies bisher der Fall ist. Ausserdem wird diese Umwälzung ihren Einfluss auf ein viel ausgedehnteres Gebiet ausüben, als die Darwinsche. Hat Darwin gelehrt, dass eine Reihe von Erscheinungen, die man früher zur Thesiologie rechnete, eigentlich zur Ätiologie gehört, nämlich die Systematik von Tieren und Pflanzen, so folgt umgekehrt aus Boltzmanns Untersuchungen, dass eine viel grössere Gruppe von Erscheinungen, nämlich alle physikalischen Erscheinungen, die Regelmässigkeit, die wir aus ihnen wahrnehmen, nicht notwendigen kausalen Gesetzen zu verdanken haben, wie man dies früher meinte, sondern nur ihrer „Thesis". Wenigstens hat Boltzmann gezeigt, dass wir mit Bezug auf die materielle Natur zu dieser Schlussfolgerung kommen müssen, wenn wir annehmen: 1. dass die einfachen Bewegungsgesetze, die der Mechanik zu Grunde liegen, in der Natur allgemeine Geltung haben; 2. dass die Körper aus diskreten Teilchen (Molekülen) bestehen.[1]

[1] Wollen wir derartige Betrachtungen auf die gesamte physikalische Natur, also auch auf elektrische und Lichterscheinungen ausdehnen, so müssen wir ausserdem annehmen, dass auch die elektrischen Ladungen der Körper aus diskreten Teilchen (den sogenannten Elektronen) bestehen.

Eigentlich liegt die hier angegebene Schlussfolgerung schon in den Untersuchungen vieler anderer Physiker enthalten, nämlich in denen aller derjenigen, die sich mit Betrachtungen beschäftigten, die man früher „kinetisch", gegenwärtig mit einem Ausdruck von allgemeinerer Bedeutung „statistisch" nennt. Doch ist Boltzmann der erste gewesen, der diesen Schluss wirklich gezogen hat. Aus diesem Grunde will ich auch die ganze neuere Auffassung von der Ursache der Regelmässigkeit der beobachteten Naturerscheinungen als „Boltzmannsche Theorie" bezeichnen.

Der Name „kinetisch" wurde dieser Theorie früher gegeben, weil sie die Wärme als eine Bewegung der Moleküle aufzufassen lehrte. Der gegenwärtig gebräuchlichere Name „statistisch" ist jedoch vorzuziehen, erstens einmal, weil er auch auf elektrische und Lichterscheinungen sich anwenden lässt, bei denen der Ausdruck „kinetisch" keine direkte Bedeutung haben würde; zweitens aber, weil die durch das Wort „statistisch" angedeutete Eigenschaft — dass wir nämlich nicht die Erscheinungen in allen Teilchen besonders untersuchen, sondern nur Mittelwerte, zu denen die Erscheinungen in der ganz bedeutenden Mehrzahl der Fälle Anlass geben werden — für die Theorie charakteristischer ist, als die mit dem Wort „kinetisch" bezeichnete Eigenschaft.

Die Grundlagen, auf denen die Boltzmannsche Theorie beruht, sind höchst einfach: Stellen wir uns ein Billard vor, auf dem sich ein Ball bewegt und nehmen wir an, dass der Ball keine Reibung erfährt und daher eine anfängliche Geschwindigkeit unverändert beibehalten wird. Wir meinen, keinen Grund zur Annahme zu haben, dass der Ball eher in einer bestimmten Richtung als in irgend einer anderen Richtung laufen wird. Im allgemeinen wird er dann nach längerer oder kürzerer Zeit auf alle vier Banden angeprallt sein. Es ist jedoch auch möglich, obwohl wir die Wahrscheinlichkeit dafür nur als gering ansehen müssen, dass die Geschwindigkeit des Balles gerade parallel der Langseite des Billards ist. Dann wird nur die Kurzseite durch den Ball getroffen und niemals die Langseite. Ob daher die verschiedenen Banden nacheinander, oder aber nur ein Bandenpaar getroffen wird, hängt von der gegebenen Anfangsrichtung des Balles, d. h. von der Thesis, ab.

Nun betrachtet man ein Gas, das z. B. in einen Würfel eingeschlossen ist, als bestehend aus einer grossen Anzahl von Molekülen, die im Raum herumfliegen und sich darin in allen möglichen Richtungen bewegen können. Der Druck, den das Gas ausübt, wird durch die Stösse der Moleküle gegen die Wand erklärt. Aber dann ist es klar, dass es hier von thesiologischen Daten abhängen wird, ob dieser Druck auf alle Wände gleichmässig verteilt ist, oder ob er auf einige von den Wänden stärker wirken und vielleicht sogar an einigen ganz fehlen wird.

Die Frage ist nun: Wie ist es zu erklären, dass bei allen Gasen, die wir beobachten, der Druck auf alle Wände gleichmässig ausgeübt wird? Da die augenblickliche Lage und die Anfangsgeschwindigkeit der Moleküle bei den verschiedenen Gasen nicht die gleiche sein wird, sollte es auch zu erwarten sein, dass die einzelner Gase ein verschiedenes Verhalten zeigten; und doch ist es möglich, Regeln anzugeben, die von allen Gasen befolgt werden. Eine Antwort auf diese Frage ist nicht schwierig. Bereits bei dem einen Ball sahen wir die Wahrscheinlichkeit, dass nur zwei Wände getroffen werden, als gering an. Aber damit wir bei einem Würfel mit Gas nur Druck auf Ober- und Unterfläche und nicht auf die Seitenwandungen beobachteten, dazu würde es nötig sein, dass nicht eine, sondern alle Millionen und aber Millionen Moleküle gerade eine Bewegung in vertikaler Richtung hätten, und dafür ist die Möglichkeit noch Millionen und aber Millionen mal geringer als im Falle eines einzelnen Balles. Aber dies würde noch nicht genügen: Nicht nur müssten die Moleküle sich einen einzigen Augenblick ausschliesslich in vertikaler Richtung bewegen; nein, sie müssten während einiger Zeit, wie diese für eine Beobachtung nötig ist, sich in dieser Richtung weiter bewegen. Alle von den Molekülen untereinander ausgeübten Stösse müssten daher so erfolgen, dass die Moleküle ihre vertikale Bewegung behielten und nicht zur Seite sprängen. In der That ist die Wahrscheinlichkeit für eine derartige Bewegung so ausserordentlich gering, dass wir mit Sicherheit annehmen können, niemals mit Gasen zu thun zu bekommen, die ein derartiges Verhalten zeigen.

Wenden wir derartige Betrachtungen auch auf andere physikalische Erscheinungen an, so gelangen wir zu folgenden Sätzen: Die beobachtete Regelmässigkeit[1]) im Naturgeschehen

1) Ich schreibe absichtlich stets „beobachtete Regelmässigkeit". Die Boltzmannsche Theorie lehrt uns nämlich einen Unterschied machen zwischen der Regelmässigkeit des Naturgeschehens, so wie diese beobachtet, und der Regelmässigkeit der Erscheinungen, so wie dieselbe nach dem Kausalitätsprinzip postuliert wird. Nach anderen Theorien war es nicht nötig, diesen Unterschied im Auge zu behalten, da man beides als identisch ansah. Nach Boltzmann jedoch ist dem durchaus nicht so; von seiner Theorie wird das Wirken der Kausalgesetze durchaus nicht geleugnet, ihre Gültigkeit wird nicht einmal auch nur im geringsten eingeschränkt. Es wird nur angenommen, dass sie sich in ihrer reinen Form — mit Ausnahme von einigen wenigen wahrnehmbaren Bewegungen, wie die Planetenbewegung — nur bei den Bewegungen der Moleküle zeigen, die so klein sind, dass wir sie nicht direkt wahrnehmen können. Bei den wahrgenommenen Erscheinungen hingegen zeigt diese postulierte Regelmässigkeit sich nicht in reiner Form, sondern nur im Zusammenhang mit den Wahrscheinlichkeitsregeln; und diese Regeln verändern

beruht nicht auf ätiologischen Gesetzen, sondern auf thesiologischen Daten; sie ist dadurch zu erklären, dass alle Erscheinungen, die nicht mit den Regeln übereinstimmen, zwar möglich, aber äusserst unwahrscheinlich sind.

Die hier gegebenen Anschauungen sind in der That so einfach, dass man sich darüber wundern könnte, dass man nicht früher zu den nunmehr zum ersten Male von Boltzmann entwickelten Schlussfolgerungen gelangt ist. Einerseits aber sind die hier gegebenen Anschauungen zwar äusserst einfach, man stösst jedoch auf grosse Schwierigkeiten, sobald man die experimentell gefundenen Naturgesetze (welchen Namen wir für die von der Natur befolgten Wahrscheinlichkeitsregeln beibehalten wollen) mit Hilfe von statistischen Betrachtungen abzuleiten versucht, und man kommt nur in vereinzelten Fällen recht weit, ohne Annahmen über die Art der Moleküle zu machen, wobei uns die Daten fehlen, um diese zu kontrollieren. Und dieser allzu hypothetische und schwierige Charakter hat es mit sich gebracht, dass die statistischen Betrachtungen niemals grosse Popularität gewonnen haben und dass sie vor allem gegenwärtig ausserordentlich viele Gegner zählen. Andrerseits ist die Wahrscheinlichkeit für Naturerscheinungen, die nicht mit den Gesetzen übereinstimmen, so äusserst gering, dass man leicht dazu kommen kann, es für ganz natürlich zu halten, dass diese Gesetze befolgt werden, und es als kleinliches Zeitverlieren anzusehen, wenn man sich mit der Möglichkeit eines anderen Verlaufes einer Erscheinung beschäftigen wollte. Es war daher auch eine besondere Gelegenheit erforderlich, durch die man dazu gezwungen wurde, die der statistischen Theorie zu Grunde liegenden Prinzipien genauer zu untersuchen.

Eine derartige Gelegenheit bot sich in der That in dem Gegensatze, der besteht zwischen dem Umstande, dass die Mechanik alle Bewegungen als umkehrbar ansieht, während die Physik lehrt, dass alle physikalischen Erscheinungen nicht umkehrbar sind. Das Folgende möge zur Veranschaulichung dieses Gegensatzes dienen: Werfen wir im Vakuum von einem Punkte A aus einen Stein mit einer Geschwindigkeit von 9,812 m senkrecht nach oben; dann wird er eine verzögerte Bewegung ausführen. Nach einer Sekunde hat der Stein seinen höchsten Punkt F erreicht, der in diesem Falle 4,906 m oberhalb des Punktes A liegt, und darauf fängt der Stein wieder zu fallen an. Die abwärts gehende Bewegung ist nun der aufsteigenden durchaus gleich; derselbe Weg wird dabei durchlaufen, und zwar auch in derselben Zeit: der Weg von F nach A wird auch bei der abwärts gehenden Bewegung genau eine Sekunde erfordern, nur werden die Wege natürlich in entgegengesetzter Richtung durchlaufen. Auch die Geschwindigkeiten werden bei beiden Bewegungen die gleichen sein, nur sind sie natürlich entgegengesetzt gerichtet. Der Stein, der mit einer Geschwindigkeit von 9,812 m nach oben geworfen worden ist, wird, wenn er bei seiner abwärts gehenden Bewegung im Punkte A wieder angekommen ist, auch wieder dieselbe Geschwindigkeit von 9,812 m erreicht haben, die aber diesmal nach unten gerichtet ist.

Zwei derartige Bewegungen, bei denen dieselben Wege in denselben Zeiten und mit denselben Geschwindigkeiten, aber in entgegengesetzter Richtung durchlaufen werden, nennen wir reziproke Bewegungen, und diejenigen Bewegungen, deren reziproke Bewegungen mechanisch möglich sind, nennen wir umkehrbar. Ebenso wie die hier besprochene Bewegung des geworfenen Steines sind alle in der Mechanik behandelten Bewegungen umkehrbar.

Einigermassen verschieden ist hiervon jedoch die Bewegung eines Steines, der in der Luft vom Punkte A aus mit einer Geschwindigkeit von 9,812 m nach oben geworfen wird. Der Widerstand der Luft bewirkt dann, dass die Höhe von 4,806 m diesmal nicht erreicht wird. Der abwärts gehende Stein wird nun, wenn er nach A zurückgekehrt ist, eine geringere Geschwindigkeit als 9,812 m besitzen, und zwar aus zwei Gründen: erstens einmal, weil er aus geringerer Höhe fällt, zweitens aber, weil er auch noch während des Falles Widerstand von seiten der Luft erfahren hat. In diesem Falle sind die Geschwindigkeiten für die aufwärts und für die abwärts gehende Bewegung also nicht gleich und sind die Bewegungen nicht zu einander reziprok. Ein noch deutlicheres Beispiel einer nicht umkehrbaren Bewegung finden wir in einem Steine, den wir über ein Eisfeld werfen. Der Stein wird ein Stück über das Eis hingleiten, aber allmählich wird die Geschwindigkeit doch abnehmen, und schliesslich wird der Stein zur Ruhe kommen. Die Umkehrung dieser Bewegung würden wir beobachten, wenn wir einen auf einem ebenen Eisfeld liegenden Stein auf diesem in Bewegung kommen, mit immer grösserer Geschwindigkeit über das Eis fortgleiten und schliesslich in unsere Hand gelangen sähen. Ebenso wie die hier betrachteten Bewegungen sind fast alle Erscheinungen, die wir in der Natur wahrnehmen und bei denen fast stets Widerstände oder Reibungen im Spiele sind, nicht umkehrbar.

So wie die Frage hier formuliert ist, bietet sie noch keine grossen Schwierigkeiten. Wir sahen, dass es Erscheinungen giebt — die Be-

ihren Charakter so sehr, dass sie aus den kausal bestimmten umkehrbaren Bewegungen die nichtumkehrbaren Prozesse, so wie wir dieselben in der Natur wahrnehmen, zum Vorschein bringen.

wegung eines Steines im Vakuum — die zur Mechanik gehören und umkehrbar sind, und andere — die Bewegung eines Steines in der widerstandbietenden Luft oder über eine Eisfläche — die zur Physik gehören und nicht umkehrbar sind. So hat man die Sache auch wirklich lange Zeit angesehen, und hierin liegt durchaus keine Schwierigkeit. Wohl sah man bereits damals vielfach es als das Ziel der Naturwissenschaft an, die Natur auf mechanischem Wege zu erklären, aber dieses Ziel stand als fernliegendes Ideal da, und man begnügte sich vorläufig mit der Beschreibung der Erscheinungen, so wie man diese wahrnahm.

Gegen die Mitte des neunzehnten Jahrhunderts machte die mechanische Naturerklärung aber einen bedeutenden Schritt vorwärts, dadurch, dass man die Wärmeerscheinungen nicht mehr einem besonderen Wärmestoff zuschrieb, sondern sie als Folge einer unregelmässigen Bewegung der Moleküle, aus denen die Körper bestehen, auffassen lernte.

Bei dem Stein, dessen Bewegung gedämpft wird durch den Widerstand der Luft oder die Reibung des Eises, über die er hingleitet, entsteht Wärme. Diese Erscheinung lernte man so auffassen, dass der Stein gegen die Moleküle der Luft und des Eises anprallt und diesen einen Teil seiner Bewegungsenergie überträgt, so dass seine eigene Geschwindigkeit abnimmt. Nach dieser Auffassung giebt man also eine sehr rohe und unvollkommene Beschreibung der Erscheinung, wenn man sagt, dass sowohl der Stein als die Luft und das Eis erwärmt werden; selbst wenn man noch vollständig den Wärmegrad angiebt, auf den jeder dieser Körper gelangt. Vollständig erklärt man die Erscheinung nur, wenn man die Bewegung eines jeden Moleküls im einzelnen untersucht. Aber dann werden die Moleküle als Körper betrachtet, auf die die Gesetze der Mechanik Anwendung finden und deren Bewegung daher umkehrbar ist. Nach den Prinzipien der Mechanik muss man daher auch die Bewegung eines Steines durch die Luft und über das Eis als einen umkehrbaren Prozess ansehen und muss man annehmen, dass es nicht mit den Gesetzen der Natur im Widerspruch steht, wenn man einen still auf einer Eisfläche liegenden Stein sich in einem gegebenen Augenblick hierauf in Bewegung setzen und über das Eis hingleiten sieht. Eine derartige Bewegung würde dann dadurch erklärt werden müssen, dass das Zusammenprallen der Moleküle, die den sich bewegenden Stein zur Ruhe bringen und seine vorwärtsschreitende Bewegung in unregelmässige, für uns unsichtbare, Wärmebewegung umsetzen können, ebensogut im stande sind, wenn sie in entgegengesetzter Richtung stattfinden, aus der unregelmässigen Wärmebewegung die fortschreitende Bewegung des Steines zu erzeugen.

Und dasselbe gilt von allen Erscheinungen. Die mechanischen Gesetze sind im stande, die Bewegung der Körper vollständig zu bestimmen. Sind sie daher in der Natur allgemein gültig, so werden alle Bewegungen vollständig durch sie bestimmt, so dass für andere Naturgesetze kein Platz übrig bleibt. Sind die mechanischen Gesetze also allgemein gültig, so sind sie auch die einzigen Naturgesetze und müssen wir daher alle Naturerscheinungen als umkehrbar ansehen.

Wir sehen also, dass wir grossen Schwierigkeiten begegnen, sobald wir allen Ernstes an eine mechanische Erklärung der Natur gehen: wir müssen dann Bewegungen als umkehrbar ansehen, deren reziproke im schroffsten Gegensatz zu dem steht, was wir stets in der Natur geschehen sehen. Diese Schwierigkeiten würden uns veranlassen, sofort die mechanische Naturerklärung aufzugeben, wenn nicht Boltzmann gezeigt hätte, dass der Widerspruch nur scheinbar besteht und dass in der That die Meinung, dass die mechanischen Gesetze allgemein gültig sind, im Verein mit der Annahme, dass die Stoffe aus Molekülen bestehen, es mit sich bringt, dass die Naturerscheinungen, obwohl dieselben, genau genommen, umkehrbar sind, sich uns als nicht umkehrbar darstellen, d. h. dass wir sie stets in demselben Sinne verlaufen sehen.

Was wir preisgeben würden, wenn wir von einer mechanischen Naturerklärung absehen wollten, würde in der That nicht gering sein. Wir würden die Mechanik nicht mehr als eine Wissenschaft ansehen können, die die Bewegung aller Körper im Raume richtig wiedergiebt, sondern als eine Wissenschaft, die sich ausschliesslich mit der Behandlung idealer Fälle beschäftigt, denen einige Erscheinungen in der Natur, nämlich diejenigen, bei denen nur geringe Reibungen im Spiele sind, mehr oder weniger nahe kommen, die sich aber auf keine einzige oder höchstens auf sehr vereinzelte Erscheinungen direkt anwenden lassen. Die Folge hiervon würde sein, dass wir anstatt die Natur als von einer geringen Anzahl mechanisch einfacher Gesetze beherrscht anzusehen, aus denen die wahrgenommenen Naturgesetze sich ableiten liessen, eine unnennbar grosse Anzahl von unabhängigen Naturgesetzen würden annehmen müssen. Jede Erscheinung würde dann ein besonderes Gesetz erfordern, von dem wir nicht nachweisen könnten, dass es in direktem Zusammenhang mit den Gesetzen für andere Erscheinungen stünde. Nur die mechanische Naturanschauung ist im stande, eine Erklärung der verschiedenen Naturgesetze aus einem gemeinschaftlichen Prinzip zu geben. Nur bei der

mechanischen Erklärung können wir die Natur als Einheit auffassen.[1]) Und diese Vorteile kommen mir so gewichtig vor, dass sie den Nachteil, dass durch die **Boltzmann**sche Theorie das Gebiet der Thesiologie bedeutend ausgedehnt wird, weit überwiegen, und dass wir die mechanische Naturerklärung in keinem Falle aufgeben dürfen, solange sie sich nicht als zweifellos unzureichend zu einer Erklärung der Naturerscheinungen erwiesen hat. Und dies ist bisher durchaus noch nicht der Fall; im Gegenteil haben bereits eine Menge von Erscheinungen der Natur eine mechanische Erklärung gefunden, und seit **Boltzmann** erwiesen hat, dass auch die nicht umkehrbaren Prozesse durch mechanische Gesetze erklärt werden können, scheint uns nichts an der Annahme zu verhindern, dass diese Gesetze den ganzen Naturverlauf beherrschen.

Schon früher hatten verschiedene Physiker, von denen **Clausius** und **Helmholtz** zu den bedeutendsten gehören, einen Versuch gemacht, rein mechanische Systeme auszudenken, deren Bewegung übereinstimmte mit den Gesetzen, die in der mit Thermodynamik bezeichneten Abteilung der Physik für Systeme gegeben werden, bei denen Wärmemengen und andere Energieformen ineinander übergehen. Nicht genügend achtend auf den Gegensatz zwischen der Umkehrbarkeit der mechanischen und der Nichtumkehrbarkeit der thermodyamischen Erscheinungen, meinten sie, Identität zwischen den mechanischen und thermodynamischen Gesetzen beweisen zu können. Obwohl sie bei diesen Bestrebungen wichtige Analogien gefunden haben, muss man dieselben doch als erfolglos ansehen. **Boltzmann** war der erste, der einsah, dass es nicht möglich sein würde, eine mechanische Erklärung von den umkehrbaren Prozessen zu geben, ohne etwas anderes, nämlich die Wahrscheinlichkeitsrechnung, zur Hilfe heranzuziehen. Er hat gezeigt, dass es trotz des scheinbaren Widerspruches wirklich möglich sein würde, anzunehmen, dass die mechanischen Gesetze auch bei den physikalischen, nicht umkehrbaren, Prozessen erfüllt sind, dadurch dass wir annehmen, dass die reziproken Bewegungen zu den Bewegungen dieser Prozesse, z. B. die eines Steines, der auf der Eisfläche „von selbst" in Bewegung kommt, nicht mit den Naturgesetzen im Widerspruch stehen, sondern nur deswegen nicht wahrgenommen werden, weil sie so ausserordentlich „unwahrscheinliche" Bewegungen darstellen.

Doch ist auf diesem Gebiete noch recht viel zu thun übrig. **Boltzmann** ist es nur in einigen abstrakten Fällen geglückt, darzuthun, dass nichtumkehrbare Prozesse durch statistischmechanische Betrachtungen erklärt werden können. Uns bleibt die Aufgabe, derartige Betrachtungen auf Systeme anzuwenden, die genauer die in der Natur vorkommenden Körper wiedergeben, und daraus die in der Natur herrschenden Gesetze abzuleiten. Diese Aufgabe ist freilich durchaus nicht einfach, und es wird noch geraume Zeit verstreichen, bevor wir hierbei auch nur mit einiger Annäherung unser Ziel erreicht haben. Die von **Boltzmann** selbst und nun kürzlich von **Gibbs** benutzten Methoden können bei diesen Bemühungen sicherlich unschätzbare Dienste leisten.

Das eben Ausgeführte muss jedoch in einem Punkte noch näher erläutert werden. Ich habe gesagt, dass der Mechanik zufolge alle Bewegungen umkehrbar und nach der Physik nichtumkehrbar sind. Dies ist jedoch nach der traditionellen Einteilung nicht der Fall. Mir kommt nun aber die traditionelle Einteilung recht willkürlich vor. So rechnet man die Bewegung von zwei Kugeln unter dem Einfluss von ihrem beiderseitigen Schwerkraftsfeld zu den mechanischen, die Bewegung von zwei elektrisch geladenen leitenden Kugeln unter der Einwirkung der elektrischen Kräfte, die sie aufeinander ausüben, zu den physikalischen Problemen. Ich bezweifle es, ob eine rationelle Verteidigung dieser Einteilung zu geben möglich ist; in jedem Falle kommt es mir vor, dass wir eine viel prinzipiellere Scheidung zwischen den beiden Wissenschaften erhalten, wenn wir dieselben folgendermassen definieren: Die Mechanik ist die Wissenschaft der von rein ursächlichen Gesetzen heherrschten Naturerscheinungen; die Physik die von den Erscheinungen, die wir an Körpern, die aus vielen Molekülen bestehen, wahrnehmen und bei denen infolgedessen sich Wahrscheinlichkeitsregeln mit ihrem Einfluss geltend machen. Wenn wir diese Definition befolgen, so können wir mit Grund die Erklärung geben, dass mechanische Erscheinungen umkehrbar, physikalische hingegen nichtumkehrbar sind.

Damit diese Definition gültig sein soll, muss man jedoch an die Mechanik eine Abteilung anfügen, in der die umkehrbaren elektromagnetischen Erscheinungen behandelt werden. Die

1) Ich will hiermit nicht sagen, dass wir von vornherein behaupten könnten, dass die mechanische Erklärung die einzige **mögliche** ist, bei der die Naturgesetze auf ein allgemeines Prinzip zurückgeführt werden, sondern dass bisher noch keine andere gegeben worden ist, bei der dies der Fall ist. Es könnte scheinen, dass jede physikalische Theorie, die von den beiden Gesetzen ausgeht: die Energie ist konstant, und die Entropie strebt nach einem Maximum, in diesen Gesetzen ein einfaches gemeinschaftliches Erklärungsprinzip besitzt, und dass die Energetik, die gegenwärtig vor allem in Deutschland viele Anhänger findet, die Natur als Einheit auffasst, ebenso wie die mechanische Theorie. Aber dem ist eigentlich nicht so: Um das Entropiegesetz anzuwenden, muss man wissen, wie gross die Entropie in jedem Falle ist, und während die Energetik durchaus kein Mittel an die Hand giebt, um die Entropiemenge zu bestimmen und dafür also bei jeder Erscheinung ein besonderes Gesetzchen verlangt, erlaubt die mechanische Theorie, diese Entropiemenge aus einem allgemeinen Prinzip abzuleiten.

Maxwellschen Gesetze bilden die Grundlage dieser Abteilung der Mechanik, und der Hertzsche Vibrator stellt eines der wichtigsten von den darin behandelten Problemen dar, von denen nunmehr die Lösung bereits gegeben ist. Wir würden diesen Zweig der Mechanik Elektromechanik oder, wenn man die eventuell dabei vorkommenden anderen Äthererscheinungen berücksichtigen wollte, Äthermechanik nennen können.

Es kommt mir vor, als ob man folgende Einteilung der Arbeit, welche die Physiker gegenwärtig zu verrichten haben, geben könnte:

1. Die Physik im engeren Sinn: das Studium der in der Natur vorkommenden Erscheinungen, was entweder mehr experimentell oder mehr theoretisch geschehen kann.

2. Die mechanische Erklärung der in der Natur vorkommenden Erscheinungen. Diese Abteilung zerfällt wieder in zwei Unterabteilungen: Die erste Unterabteilung umfasst das Studium der mechanischen Probleme als solche; die zweite ist die statistische Unterabteilung; diese macht es sich zur Aufgabe, zu untersuchen, wie aus rein mechanischen Vorgängen im Verein mit den Wahrscheinlichkeitsgesetzen die nichtumkehrbaren Naturvorgänge entstehen.

Meine Herren Studenten der Mathematik und Physik an dieser Universität!

An dieser Hochschule wird Unterricht sowohl in der experimentellen als in der theoretischen Physik ertheilt. Auch die Mechanik wird Ihnen gelehrt, u. zw. sowohl die traditionelle „theoretische Mechanik", die in Mechanikkollegien behandelt wird, als auch die elektromagnetischen Erscheinungen, die wir zur „Äthermechanik" rechnen müssen, und deren Lehre in den theoretisch-physikalischen Kollegien über Elektrizität und Magnetismus auseinander gesetzt wird. Die statistischen Betrachtungen aber, die ein natürliches Zwischenglied bilden zwischen den mechanischen und physikalischen Theorien, kommen in Ihren Kollegien nicht oder nur sehr flüchtig zur Sprache. Ich will mich bemühen, diese Lücke auszufüllen und diese Betrachtungen speziell zum Gegenstand der Besprechung bei meinem Unterricht zu wählen. Mein ernstlicher Wunsch ist es, dass es mir gelingen möge, Ihnen beim Erlangen von Kenntnissen in diesem Kapitel der Physik behilflich zu sein.

(Aus dem Holländischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 5. Mai 1903.)

BESPRECHUNGEN.

Neue Modelle zur Lehre von den Raumkurven und zur Kreiseltheorie.

In dem Verlage Martin Schilling zu Halle a. S. sind kürzlich zwei neue, in theoretischer Hinsicht wertvolle Serien von Modellen erschienen, die sich auch durch eine neue Art der Ausführung auszeichnen.

Die erste Serie umfasst 6 Modelle zur Theorie der kubischen Raumkurve und ihrer Anwendung in der physiologischen Optik und ist auf Veranlassung von Herrn Klein und unter thätiger Mitwirkung des Referenten von Herrn W. Ludwig in Breslau ausgeführt worden. Die Modelle 1—4 veranschaulichen zunächst die vier Typen, die man bei der kubischen Raumkurve je nach ihrem Verhalten zur unendlich fernen Ebene unterscheidet, nämlich:

1. Die kubische Ellipse mit einem reellen unendlich fernen Punkt.

2. Die kubische Hyperbel mit drei getrennten reellen unendlich fernen Punkten (Fig. 1).

3. Die kubische parabolische Hyperbel, welche die unendlich ferne Ebene in einem reellen Punkt berührt und in einem zweiten schneidet.

4. Die kubische Parabel, welche mit der unendlich fernen Ebene drei einander unendlich nahe Punkte gemeinsam, sie also zur Schmiegungsebene hat.

Jede dieser 4 Kurven ist auf dem Cylinder 2. Ordnung dargestellt, der die Kurve von einem ihrer unendlich fernen Punkte aus projiziert.

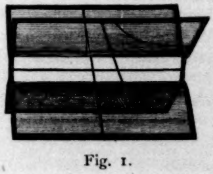


Fig. 1.

Die Cylinder sind aus durchsichtigem Celluloid hergestellt, so dass man nicht nur in jeder Stellung des einzelnen Modells den ganzen Verlauf der Kurve mit einem Blick erkennen, sondern auch manche Eigenschaften der als ihre Projektion auftretenden ebenen Kurve leicht studieren kann, z. B. den Übergang vom eigentlichen Doppelpunkt zum Rückkehrpunkt und isolierten Doppelpunkt.

Das Modell 5 (Fig. 2) zeigt die abwickelbare Fläche der Tangenten der im ersten Modell dargestellten kubischen Ellipse, begrenzt durch ihre Schnittkurven mit vier passend gewählten Ebenen, und besteht dementsprechend aus Seidenfäden, die in einem Metallrahmen eingespannt sind.

Diese fünf Modelle veranschaulichen nicht nur die projektiven und metrischen Eigen-

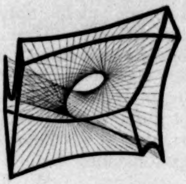


Fig 2.

schaften der Raumkurve 3. Ordnung selbst, sondern bieten wegen ihrer leichten Übersichtlichkeit auch Beispiele zur Erläuterung der allgemeinen geometrischen Eigenschaften der doppelt gekrümmten Kurven überhaupt.

Das Modell 6 dieser Serie (Fig. 3) endlich ist der Bedeutung der kubischen Raumkurve in der physiologischen Optik gewidmet. Der Ort der bei einer bestimmten Augenstellung einfach gesehenen Punkte des Raumes, der zu dieser Augenstellung gehörige Horopter, ist bekanntlich eine kubische Raumkurve und zwar eine symmetrische kubische Ellipse, die auf einem Kreiscylinder liegt.

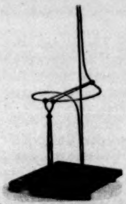


Fig. 3.

Diese Verhältnisse werden durch das Modell vollständig veranschaulicht, das die verkleinerte Darstellung eines wirklichen Falles mit allen Einzelheiten wiedergiebt; man erkennt die beiden Augen, den fixierten Raumpunkt, die Blicklinien, die Median- und Frontalebenen des Kopfes u. s. w., vor allem natürlich die Horopterkurve selbst mit ihrer Asymptote und Symmetrieachse.

Die den Modellen beigegebene Abhandlung entwickelt im ersten Teil die Hauptsätze der Theorie der kubischen Raumkurve, um auf Grund derselben im zweiten Teil ausführlich auf die mathematische Theorie der Horopterkurve einzugehen.

Die zweite Serie, von Herrn H. Grassmann in Halle a. S. konstruiert, bezieht sich auf die Kreiseltheorie, und veranschaulicht in drei Modellen die Drehung eines kraftfreien starren Körpers um einen festen Punkt.

Eine jede Bewegung eines starren Körpers um einen festen Punkt lässt sich nach Poinsot zunächst in geometrischer Hinsicht durch das Abrollen einer mit dem Körper fest verbundenen Kegelfläche, des Polhodiekegels, auf einer zweiten im Raume festliegenden Kegelfläche, dem Herpolhodiekegel, veranschaulichen.

Um indes auch ein Bild von dem zeitlichen Verlaufe der Bewegung zu erhalten, trägt man noch vom Drehpunkte aus auf jeder Erzeugenden der beiden Kegel in richtigem Sinne je eine die Winkelgeschwindigkeit darstellende Strecke

Fig. 4.

ab, deren Endpunkte als geometrischen Ort auf dem Polhodiekegel die „Polhodiekurve" oder „Polhodie" auf dem Herpolhodiekegel die „Herpolhodiekurve" oder „Herpolhodie" besitzt. Beide Kurven wickeln sich dann ebenfalls bei der Bewegung des starren Körpers aufeinander ab.

Der Fall, dass äussere Kräfte nicht wirken, zeigt nun die Besonderheit, dass einmal der Polhodiekegel von der zweiten Ordnung ist und also leicht modelliert werden kann, zweitens die Herpolhodiekurve eine ebene Kurve ist, die in der „Herpolhodieebene" liegt. Auf die Modellierung des Herpolhodiekegels kann man daher verzichten, wenn man den Polhodiekegel längs der Polhodiekurve abschneidet und dann den Kegel mit seiner Randkurve unter Ausschluss des Gleitens auf der Herpolhodieebene abrollen lässt. Dieses Verfahren ist bei den Modellen zu Grunde gelegt.

Im einzelnen ergeben sich drei verschiedene Bewegungsformen: Wenn nämlich erstens der Polhodiekegel die Achse des kleinsten Trägheitsmomentes umschliesst, erfolgt sein Abrollen auf dem Herpolhodiekegel epicykloidisch, das

heisst, die beiden Kegel kehren sich längs ihrer Berührungslinie dauernd ihre konvexe Seite zu (Modell 1).

Wenn zweitens der Polhodiekegel die Achse des grössten Trägheitsmomentes umschliesst, so ist sein Abrollen pericykloidisch, das heisst, er umschliesst auch den Herpolhodiekegel längs seiner Berührungslinie mit ihm (Modell 2). Fig. 4.

Der dritte Fall ist der Übergangsfall, in welchem der Polhodiekegel in ein (reelles) Ebenenpaar ausgeartet ist (Modell 3).

Die geschilderte Konstruktion der Modelle bietet noch den Vorteil, die Herpolhodiekurve leicht auf einem Papierblatt verzeichnen zu können, so dass die Modelle zugleich als „Herpolhodiezirkel" dienen. Befestigt man nämlich ein Papierblatt mit einem Stück aufgelegten Blaupapiers auf der Fussplatte der Modelle, so ruft der Polhodiekegel bei seiner Abwicklung die Herpolhodiekurve mit hinreichender Deutlichkeit auf dem Papierblatt hervor.

Auch diesen Modellen wird zur näheren Erläuterung eine ausführliche Abhandlung beigegeben. Fr. Schilling.[1])

1) Die vorstehende Besprechung ist gleichartig in dem Jahresbericht der deutschen Mathematiker-Vereinigung erschienen.

(Eingegangen 7. August 1902.)

K. T. Fischer, Neuere Versuche zur Mechanik der festen und flüssigen Körper. Mit einem Anhang über das absolute Masssystem. Ein Beitrag zur Methodik des physikalischen Unterrichts. V u. 68 S. mit Fig. Leipzig, B. G. Teubner. 1902. M. 2.—.

Verf. wendet sich in der Einleitung gegen den im physikalischen Unterricht noch vielfach herrschenden Dogmatismus, gemäss dem die Gesetze der physikalischen Erscheinungen als etwas von vornherein Gegebenes dem Schüler eingelernt würden, um dann bestenfalls hinterher durch einen Versuch „bewiesen" zu werden.

In der hier gebotenen kurzen Zusammenstellung von Versuchen zur Mechanik, die aus einer vor einigen Jahren vom Verf. gehaltenen Vorlesung über physikalische Grundbegriffe entstanden ist, wird an der Hand einer Reihe sehr geschickt ausgewählter Versuche gezeigt, wie es möglich ist, die Grundbegriffe der Mechanik auf Grund der Versuche anschaulich zu entwickeln. Die Versuche und Apparate sind dabei durchweg so genau beschrieben oder abgebildet, dass eine Wiederholung ohne Schwierigkeit möglich ist. Ein grosser Teil der Versuche ist ganz neu, ein anderer besteht aus bereits bekannten, aber unverdientermassen fast vergessenen Vorlesungsversuchen. Die Konstruktionen sind fast durchweg so gehalten, dass auch der Leiter eines nur schwach dotierten Schullaboratoriums mit Hilfe des Tischlers oder Klempners sich die Apparate herstellen kann.

Wenn allerdings Verf. meint, dass das Büchlein event. als Leitfaden für den Unterricht in den höheren Klassen dienen könne, so scheint das doch wohl nur bezüglich der Anwendung seitens des Lehrers, nicht aber seitens des Schülers richtig zu sein. Die Ausführungen über den „Trägheitswiderstand" auf S. 35 und 36 scheinen dem Ref. etwas korrekturbedürftig. In dem Anhang über das absolute Masssystem wird mit Recht auf die Bedeutung der Dimension der Konstanten K (Dielektrizitäts-) und μ (Magnetisierungskonstante) hingewiesen.

W. Kaufmann.

(Eingegangen 2. März 1903.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden der Privatdozent Dr. Hans Kreis in Basel zum a. o. Professor für Chemie, der bisherige Chefingenieur der Gesellschaft für elektrische Industrie in Genf, Jean Landry, als a. o. Professor für elektromechanische Konstruktion an der Universität Lausanne, der Mathematiker, frühere Privatdozent an der Königsberger Universität, Dr. phil. Johannes Rahts als wissenschaftlicher Hilfsarbeiter beim städtischen Statistischen Amt in Berlin, und am chemischen Institut der Universität Bonn Dr. Otto Schmidt zum Vorlesungsassistenten, Dr. Albert Gronover zum Assistenten für Nahrungsmittelchemie und Dr. Wilhelm Walter zum Unterrichtsassistenten für analytische Chemie. Der a. o. Professor für Mathematik an der Universität Bern Dr. phil. E. Ott zum o. Professor und für die ordentliche Professur für Mathematik an der Mc. Gill Universität in Montreal Professor I. Harkness.

Der Oberlehrer für Physik an der Oberrealschule a. D. Uhlenhorst in Hamburg E. Grimsehl erhielt vom Hamburger Senat den Professorentitel.

Zu Ehrenmitgliedern bezw. korrespondierenden Mitgliedern an der kaiserlichen Akademie der Wissenschaften in Wien wurden gewählt: Dr. Anton Wassmuth, Professor der theoretischen Physik an der Universität Graz, Dr. I. H. van t'Hoff, Professor der Chemie an der Universität Berlin, Sir William Ramsay, Professor der Chemie an der Universität London, Wirklicher Geheimer Rat Dr. Georg v. Neumayer, emeritierter Direktor der deutschen Sternwarte in Hamburg.

Der Direktor des chemischen Laboratoriums der Universität Königsberg, Professor Dr. W. Lossen wird mit Ablauf des Sommersemesters in den Ruhestand treten.

Gestorben der Rektor der Universität Parma, Professor der Mathematik St. Vecchi am 23. Mai und der ordentliche Honorarprofessor der Physik an der Pharmazeutischen Schule der Universität Rom Dr. Philipp Keller im Alter von 77 Jahren.

Berichtigungen.

In der Arbeit des Herrn v. Lieben: Zur Polarisation der Röntgenstrahlen, Heft 16, S. 469—472, soll es Seite 471, Spalte II Zeile 2 v. u., sowie Seite 472 Spalte I Zeile 4 v. o. und Zeile 24 v. u. statt „70^0" 90^0, in der Tabelle II, 5. Kolumne und Tabelle III, 4. Kolumne statt „0,5 v" 0,7 v heissen.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.